

Année 1964

N° d'ordre : 184

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Jean-Pierre MÉRIAUX

Ingénieur I. N. S. A.

PREMIÈRE THÈSE

**Etude et réalisation d'objectifs
à immersion électrostatiques**

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 16 Décembre 1964, devant la Commission d'Examen

MM. R. BERNARD Président

R. GOUTTE	} Examineurs
C. GUILLAUD	
L. EYRAUD	

LYON

Imprimerie BOSC Frères
42, quai Gailleton, 42

1964

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Jean-Pierre MÉRIAUX

Ingénieur I. N. S. A.

PREMIÈRE THÈSE

Etude et réalisation d'objectifs à immersion électrostatiques

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 16 Décembre 1964, devant la Commission d'Examen

MM. R. BERNARD	Président
R. GOUTTE	} Examineurs
C. GUILLAUD	
L. EYRAUD	

LYON

Imprimerie BOSC Frères
42, quai Gaillon, 42

1964

UNIVERSITE DE LYON

FACULTE DES SCIENCES

=====

Doyens honoraires

MM. LONGCHAMBON, DOUIN, MOUSSA, GAUTHIER Henri.

Professeurs honoraires

MM. LOCQUIN, de LARAMBERGUE, SOLLAUD, MENTZER, MOUSSA, JAFFARD,
DOUIN, Henri EYRAUD, DEJARDIN, VIRET.

Doyen

M. BRACONNIER.

Assesseurs

MM. MESNARD, BOIDIN.

Professeurs

MM. LONGCHAMBON	Minéralogie
PRETTRE	Chimie industrielle
COURTY	Chimie-Physique
KUHNER	Botanique
MALECOT	Mécanique rationnelle et appliquée
PARIS	Chimie minérale
AUMERAS	Chimie
COLONGE	Chimie organique
JANIN	Physique générale
FLANDRIN	Géologie appliquée
BERNARD	Physique industrielle
DUFAY Jean	Astronomie
NIGON	Zoologie expérimentale
GAUTHIER Henri	Géologie générale
WAUTIER	Zoologie
CHOPIN	Chimie biologique
CUEILLERON	Chimie
BRACONNIER	Calcul différentiel et intégral

EYRAUD Charles	Chimie-Physique appliquée
SARAZIN	Physique nucléaire
BOIDIN	Microbiologie et Mycologie
PERES	Physiologie
MESNARD	Electronique
GRANDMONTAGNE	Physique
BOUTILLIER	Minéralogie
LAFOUCRIERE	Physique nucléaire théorique
DREUX	Chimie organique
TEICHNER	Chimie industrielle
PAVANS DE CECCATTY	Zoologie
MERLIN	Chimie analytique
DUFAY Maurice	Physique de l'Atmosphère
LUBET	Physiologie
PHILBERT	Physique nucléaire
COHEN-ADAD	Chimie
DAVID Louis	Géologie générale
CHANEL	Psychophysiologie
MAURY	Méthodes mathématiques de la Physique
DEPRAZ	Physique nucléaire
GAUTHIER Jean	Chimie
GAUME	Physique expérimentale

Professeurs sans chaire

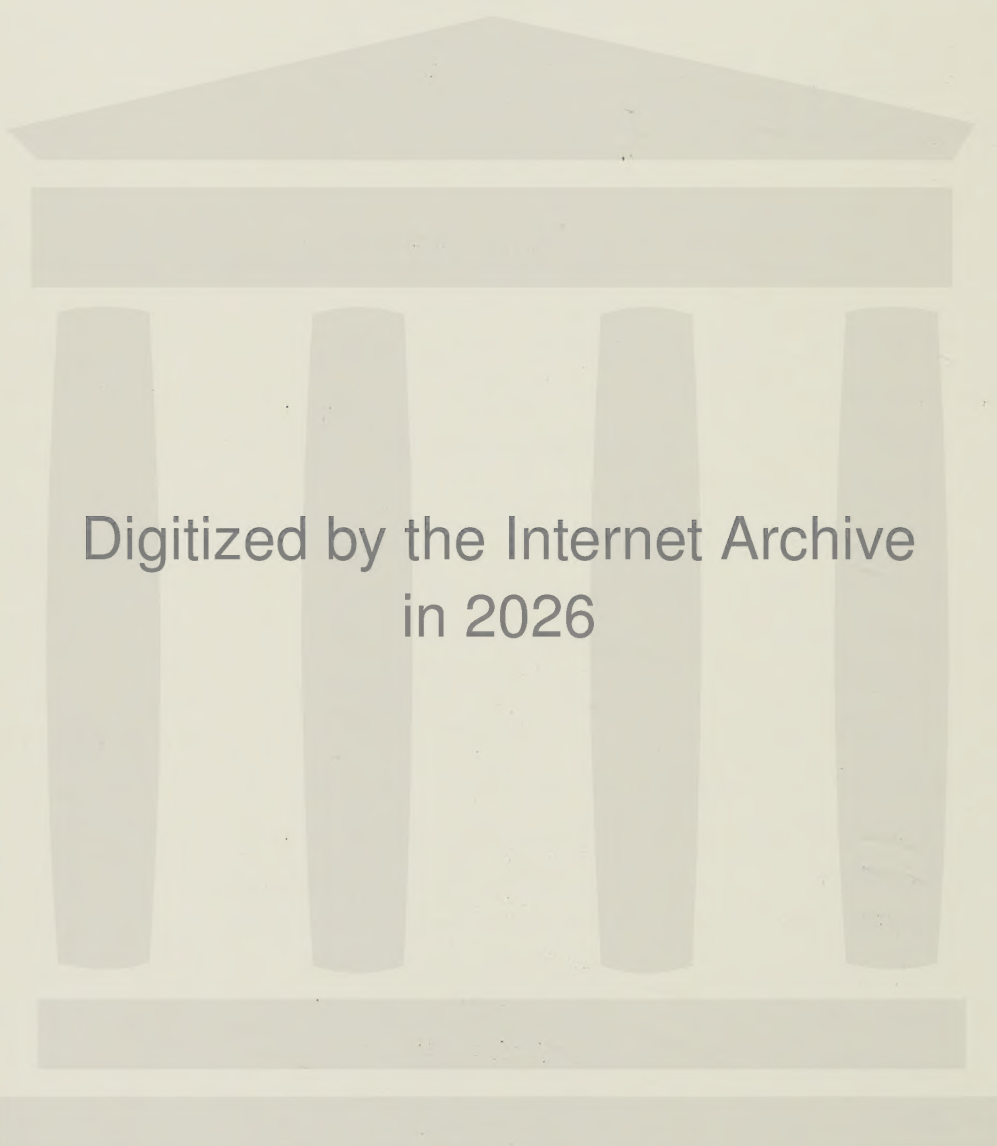
MM. FERON	Mathématiques
LAFORGUE	Physique
LEGAY	Zoologie expérimentale S.P.C.N.
UZAN	Physique S.P.C.N.
CHENEVOY	Géologie appliquée
GINET	Zoologie
ASCH	Physique
MICHEL Pierre	Minéralogie
DUCET	Biologie végétale

Mle MAITROT	Physique
MM. GEVIN	Géologie générale
PONASSE	Mathématiques
d'INCAN	Physique
LEFEBVRE	Mathématiques
PERNET	Mathématiques
CHERY	Physique
BERGEON	Physique C.S.U.
Mle GAUTHERON	Chimie biologique

Maîtres de Conférences

Mme ERICSON	Physique générale
MM. MARTEL	Mécanique
MATHIEU	Mécanique des Fluides
ERBEIA	Physique
DESCOTES	Chimie organique
PICARD Philippe	Mathématiques
LEMOIGNE	Botanique
DEMARCO	Géologie générale
MICHEL Georges	Biochimie
LEBRETON	Biologie végétale
DAVID Jean	Biologie animale
TOUSSET	Chimie propédeutique
FEUVRAIS	Physique Electricité
PICARD Claude	Mathématiques
SCHMITT	Physique M.P.C.
LAURENT	Chimie organique
ROT	Mathématiques
BETHOUX	Mathématiques
Mle CALAIS	Mathématiques

M. PIERRON	<u>Maître de Conférences adjoint</u> Chimie
M. BURNET	<u>Conseiller Administratif</u>
M. ROUX	<u>Secrétaire Principal Honoraire</u>



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41553420_0004

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

CHAPITRE I

LA MICROSCOPIE A EMISSION SECONDAIRE 3

CHAPITRE II

INFLUENCE DU CHAMP ELECTRIQUE AU VOISINAGE DE LA CATHODE SUR
LA FORMATION DE L'IMAGE 9

CHAPITRE III

L'OBJECTIF A IMMERSION ELECTROSTATIQUE A TROIS ELECTRODES 25

PREMIERE PARTIE

Généralités sur l'objectif à immersion à trois
électrodes 26

DEUXIEME PARTIE

Etude et réalisation d'un objectif à immersion
à trois électrodes 36

TROISIEME PARTIE

Etude d'un objectif "anode-diaphragme" 58

CHAPITRE IV

L'OBJECTIF A IMMERSION ELECTROSTATIQUE A QUATRE ELECTRODES 62

PREMIERE PARTIE

Etude théorique des objectifs à quatre électrodes .. 63

DEUXIEME PARTIE

Etude expérimentale d'objectifs à quatre électrodes. 71

TROISIEME PARTIE

Comparaison de l'objectif à trois électrodes et
de l'objectif à quatre électrodes 76

CHAPITRE V

L'OBJECTIF A TROIS ELECTRODES UTILISE EN CONVERTISSEUR D'IMAGE. 80

CONCLUSION

Ce travail a été réalisé au laboratoire du Département de Physique de l'Institut National des Sciences Appliquées de LYON.

Que Monsieur le Professeur BERNARD, Directeur de ce Département, trouve ici l'expression de ma profonde gratitude pour le soutien qu'il m'a apporté dans cette étude et pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de présider le Jury de cette thèse.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Messieurs C. GUILLAUD et R. GOUTTE, Maîtres de Conférences à l'Institut National des Sciences Appliquées, qui ont dirigé mes recherches et dont les encouragements, critiques et suggestions m'ont constamment guidé.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur Lucien EYRAUD d'avoir bien voulu accepter de faire partie de ce Jury.

Je ne saurais oublier tous mes camarades du laboratoire en particulier Monsieur JAVELAS, Chef de Travaux, pour l'aide permanente qu'ils m'ont toujours apportée avec la plus parfaite gentillesse.

INTRODUCTION

Le problème qui nous a été posé consistait à étudier et à réaliser des objectifs à immersion utilisables en microscopie à émission secondaire. Les microscopes à émission permettent l'observation directe de la surface d'objets métalliques massifs et peuvent être classés en fonction du processus utilisé pour exciter l'émission de la surface. Dans les microscopes à émission thermique, l'énergie nécessaire à l'émission d'ions ou d'électrons est apportée à l'objet sous forme d'énergie thermique, la température d'émission de l'objet pouvant être diminuée en recouvrant sa surface avec une substance fortement émissive (1). Dans les microscopes à émission photoélectrique, l'émission est provoquée en irradiant la surface avec un rayonnement ultra-violet (2) alors que dans les microscopes à émission par champ, les électrons sont extraits par un champ électrique très intense appliqué à la surface de l'objet (3). Enfin beaucoup de microscopes à émission sont basés sur le processus de l'émission secondaire c'est-à-dire que la surface de l'objet bombardée par des électrons, des ions ou des atomes neutres émet des électrons ou des ions secondaires.

Dans tous ces microscopes à émission, l'élément principal est l'objectif à immersion qui accélère et focalise les particules émises par l'objet pour former une image réelle. Cet objectif peut être entièrement électrostatique (4) (5) ou mixte (6) (7), dans ce cas la focalisation est assurée par la partie magnétique de l'objectif. D'autre part, lorsque les particules émises par l'objet sont des ions, l'observation et l'enregistrement photographique des images ioniques sont difficiles et il est préférable de convertir ces images ioniques en images électroniques. On utilise pour cela un objectif à immersion particulier appelé convertisseur d'image.

Notre travail n'a porté que sur l'étude et la réalisation d'objectifs à immersion purement électrostatiques car les lentilles

réalisées devaient être utilisées pour l'étude des émissions électronique et ionique d'un métal soumis à un bombardement d'ions positifs.

Nous avons également étudié un convertisseur permettant de transformer l'image ionique secondaire en image électronique et déterminé les éléments cardinaux de plusieurs types d'objectifs en comparant les résultats théoriques aux résultats expérimentaux correspondants. L'examen, au microscope à émission secondaire, d'images de surfaces métalliques particulières nous a permis ensuite de contrôler les qualités optiques des différentes lentilles dans leurs conditions normales d'utilisation.

Dans un premier chapitre, nous décrivons le dispositif expérimental utilisé pour l'essai de nos objectifs et, pour pouvoir interpréter les images obtenues, nous donnerons quelques indications sur la formation du contraste en microscopie à émission. Dans le deuxième chapitre nous ferons l'étude géométrique de phénomènes intervenant au voisinage de la cathode de tous les objectifs à immersion. Les troisième et quatrième chapitres seront consacrés à l'étude systématique et comparative des objectifs électrostatiques à trois puis à quatre électrodes. Enfin le dernier chapitre portera sur l'étude particulière du convertisseur d'image.

CHAPITRE I

LA MICROSCOPIE A EMISSION SECONDAIRE

En microscopie à émission secondaire, les ions ou les électrons issus d'un même point de la surface d'un échantillon sont accélérés et focalisés en un point image par un objectif dit à immersion car l'objet, constituant la cathode de l'objectif, est immergé dans le champ électrique de l'objectif. Dans le microscope à émission utilisé au laboratoire l'objet est bombardé obliquement par des ions positifs.

Avec ce dispositif, l'image d'une surface métallique rigoureusement plane et sans structure serait représentée, sur l'écran fluorescent, par une plage uniformément éclairée. Le contraste qui apparaît sur l'image de la surface d'un objet métallique ordinaire est dû aux irrégularités superficielles de l'objet et aux variations de structure physico-chimique de la surface.

I - LE MICROSCOPE EXPERIMENTAL

1 - Le montage général

Le microscope d'essai (figure 1) comprend un canon à ions positifs, un porte-objet permettant des déplacements longitudinaux pour la mise au point de l'image (la course disponible étant de 12 mm environ), une tête où pourra être logé l'objectif à étudier et un corps cylindrique comprenant un hublot d'observation.

Nous disposons de deux types de canons ioniques :

- Une source solide d'ions alcalins. Le filament, portant la source, chauffé à haute température, libère les ions qui sont accélérés par la haute tension négative de l'objet.

- Un canon à ions gazeux à cathode froide du type INDUNI. L'alimentation en gaz du canon se fait par l'intermédiaire d'une fuite réglable. C'est ce deuxième type qui sera le plus souvent utilisé.

L'angle d'incidence du faisceau d'ions par rapport à la surface de l'objet est variable, mais la valeur couramment utilisée est de 75° .

Le porte-objet comporte un dispositif de chauffage de l'échantillon jusqu'à une température de l'ordre de 400°C environ pour éliminer la contamination de la surface.

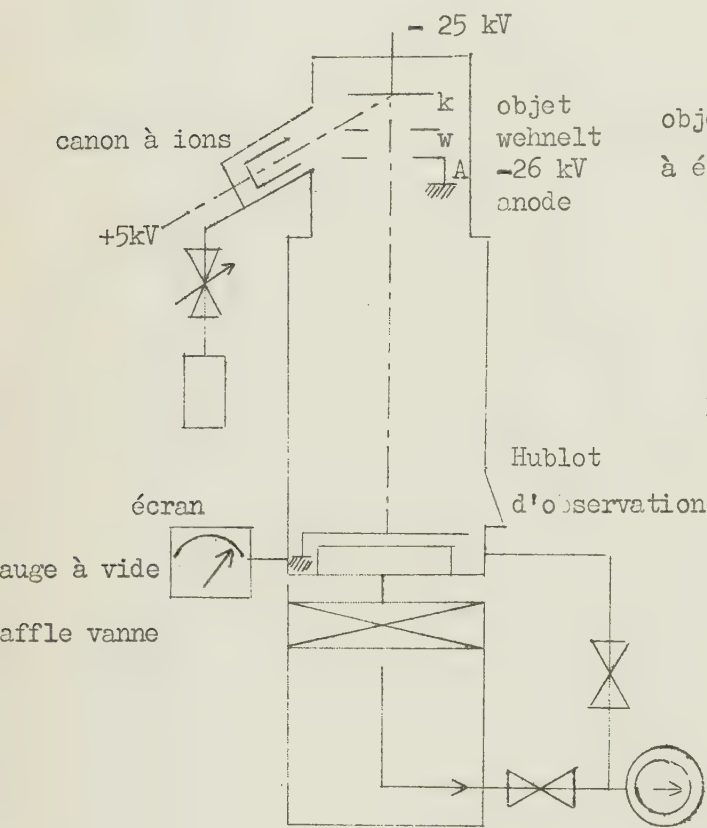


Figure 1. Utilisation en émission électronique

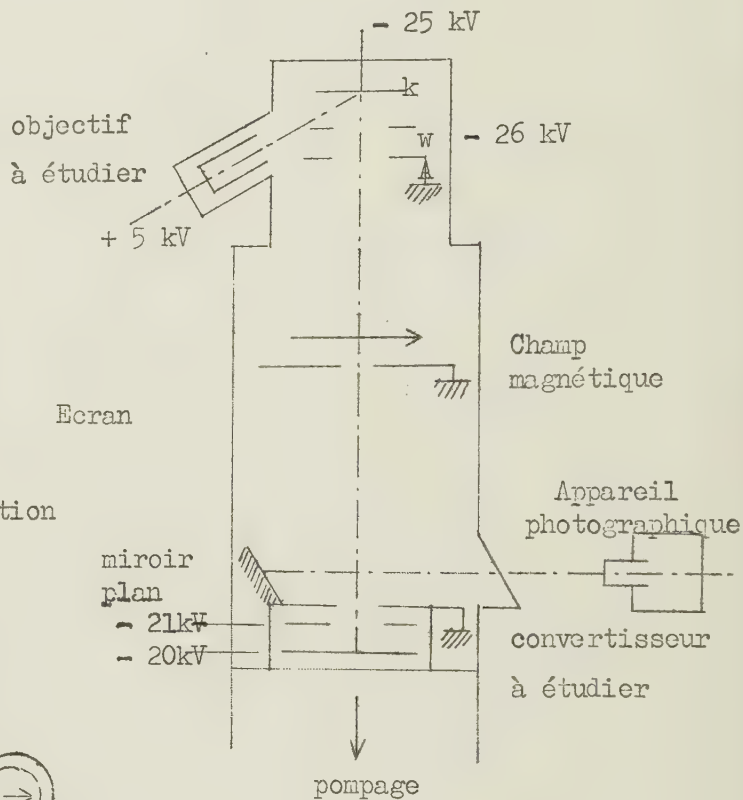


Figure 2. Utilisation en émission ionique

Le groupe de pompage du microscope comprend une pompe primaire à palettes à deux étages, une pompe à diffusion d'huile (vitesse de pompage de 60 l/s à 10^{-5} mm de Hg) et un baffle-vanne. La pression dans le microscope, mesurée avec une jauge à ionisation est de l'ordre de 10^{-5} mm de Hg .

Lorsque le microscope est utilisé en émission secondaire électronique, l'image de l'objet est observée sur un écran fluorescent escamotable placé au fond du microscope. Sous cet écran est placée une cassette contenant des plaques photographiques et permettant l'enregistrement des images.

Lorsque l'on veut étudier un convertisseur d'image, le microscope est utilisé en émission ionique négative. Le convertisseur est placé au fond du microscope et donne une image électronique sur un écran fluorescent percé d'un trou pour permettre le passage du faisceau ionique négatif (figure 2). Les électrons sont éliminés en les déviant par un champ magnétique constant. L'image est observée par l'intermédiaire d'un miroir plan incliné placé sur le convertisseur. L'enregistrement est réalisé en photographiant l'écran, avec un appareil photographique à téléobjectif, à travers le hublot d'observation.

2 - Le schéma électrique

Les différentes tensions, appliquées au canon à ions et à la cathode de l'objectif et du convertisseur sont obtenues en redressant avec des redresseurs secs une haute tension alternative et en filtrant la tension ainsi obtenue. Des sécurités protègent l'alimentation en cas de claquage à l'intérieur du microscope.

Le débit du canon à ions est de l'ordre de 10 μ A pour une tension d'alimentation de + 5 kV. Ce débit est nettement suffisant pour obtenir à la fois un nettoyage de la surface de l'objet et une émission secondaire intense.

L'objet est porté à une tension de l'ordre de -25 kV, c'est-à-dire que les ions incidents sont accélérés sous une différence de potentiel de l'ordre de 30 kV.

Le potentiel du wehnelt est généralement légèrement négatif par rapport à l'objet (soit un potentiel de l'ordre de -26 kV). Cette polarisation est réalisée en insérant une résistance variable dans le circuit de la haute tension. L'anode de l'objectif est réunie à la masse.

Lorsque l'on utilise un convertisseur d'image, la cathode de ce convertisseur devrait être sensiblement au même potentiel que l'objet ; on pourrait donc utiliser la même haute tension. En fait, pour faciliter les réglages, le convertisseur est polarisé au moyen d'une alimentation indépendante de celle de l'objectif.

II - LE CONTRASTE EN MICROSCOPIE A EMISSION

Nous donnons simplement dans ce deuxième paragraphe, quelques généralités sur la formation du contraste d'émission, accompagnées de photographies obtenues au microscope à émission secondaire sous bombardement ionique. Cette étude nous guidera dans l'explication de certains phénomènes observés dans la suite de notre travail.

L'objet étant immergé dans le champ électrique de l'objectif, les irrégularités de sa surface perturbent, les courbes équipotentielles à son voisinage et le relief de l'échantillon est une première cause de contraste lumineux observé sur l'image. D'autre part, les variations des pouvoirs émissifs des différents points de la surface de l'objet contribuent à la formation de contrastes supplémentaires.

Nous examinons successivement ces deux causes de contraste, le contraste dû au relief superficiel et le contraste dû à la structure physico-chimique des premières couches de l'échantillon.

1 - Contraste dû au relief

La formation du contraste est différente suivant le mode d'excitation de l'émission.

a - Emission thermique

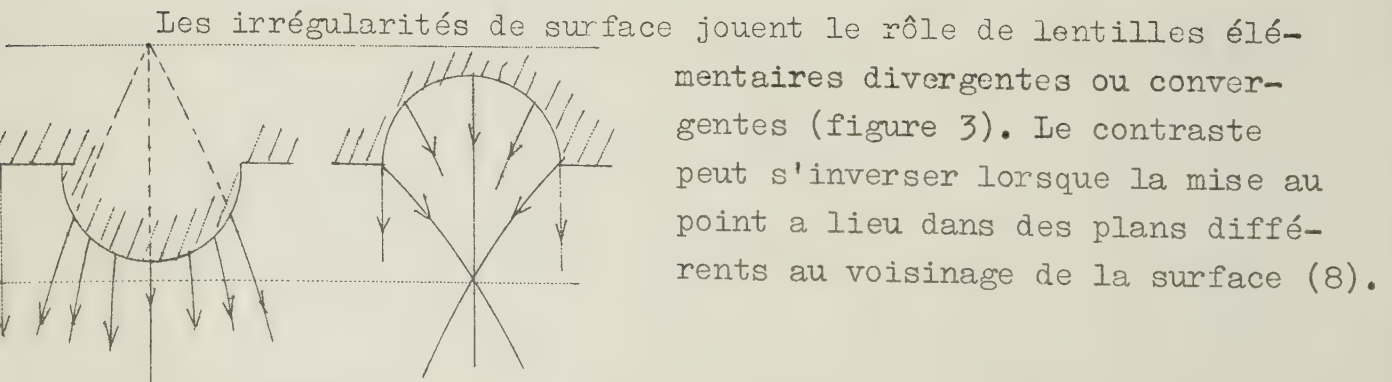
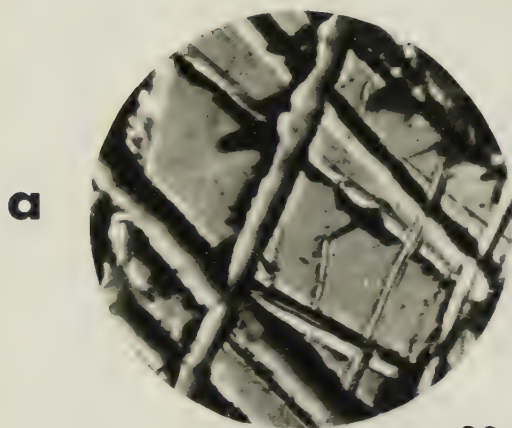
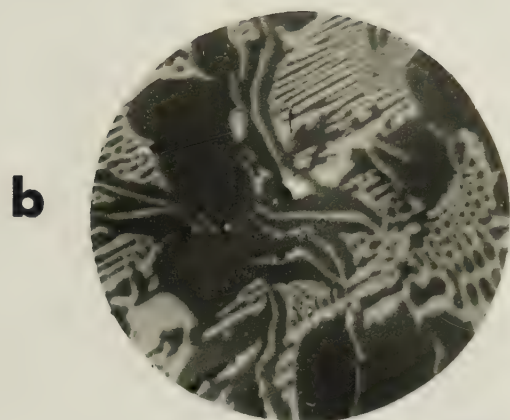


Figure 3.

PLANCHE I



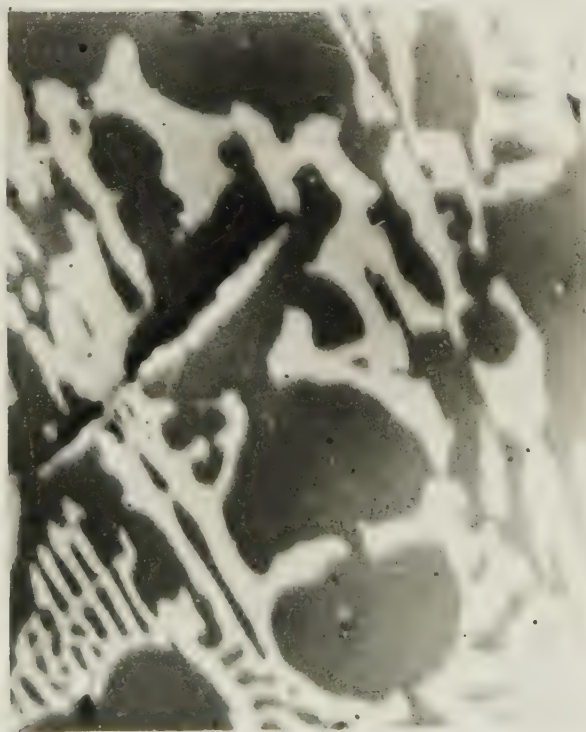
30 μ



50 μ



10 μ



10 μ

b - Emission par bombardement corpusculaire oblique

Sous un bombardement oblique, il se produit un effet d'ombrage. Les parties de l'objet qui ne sont pas atteintes par le faisceau, n'émettent pas d'électrons. C'est le cas, par exemple, des plages 1 et 2 de la figure 4.

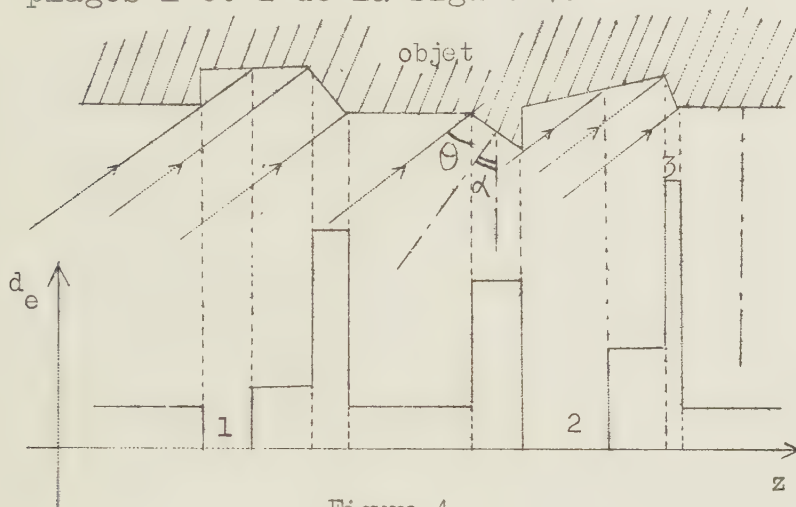


Figure 4.

Pour les autres plages, la densité électronique sur l'écran d'observation est proportionnelle à $\frac{1}{\cos \alpha}$, α étant l'angle que fait la normale à l'élément de surface considéré avec l'axe optique (9). Ainsi sur l'exemple considéré figure 4,

la plage 3 donnera un éclairement maximum sur l'écran d'observation.

L'aspect général de l'image dépend donc de l'orientation du faisceau. Quand l'angle θ que fait le faisceau primaire avec l'axe optique augmente, l'effet d'ombrage s'accroît et les plus petits reliefs apparaissent (10).

La photographie a de la planche I illustre ce type de contraste de relief.

2 - Contraste dû à la nature physico-chimique des constituants

Dans le cas d'une émission thermique, un contraste apparaît entre les différents cristaux de l'échantillon. La valeur du courant secondaire suit la loi de RICHARDSON et le contraste est dû à la variation du potentiel d'extraction avec la nature du métal et l'orientation des faces cristallines.

De la même façon, sous bombardement corpusculaire la formation du contraste est due aux différences de coefficients d'émission secondaire des constituants.

La photographie b illustre ce type de contraste sur un échantillon de fonte perlitique. Les plages de cémentite (plages noires) sont moins émissives que les plages de ferrite (plages claires).

Remarquons qu'en début d'observation l'échantillon est contaminé par les molécules organiques contenues dans l'enceinte à des pressions partielles de l'ordre de 10^{-5} mm de Hg. Cette contamination réduit considérablement la netteté des contours et le contraste dû à la nature physico-chimique des constituants. Le contraste dû au relief prédomine dans ce cas (photographie c). Après un fonctionnement prolongé, les ions parviennent à arracher cette couche de contamination et le contraste dû à la structure réapparaît (photographie d). On peut aussi diminuer la contamination en chauffant l'échantillon à une température de 200°C environ (11) (12).

CHAPITRE II

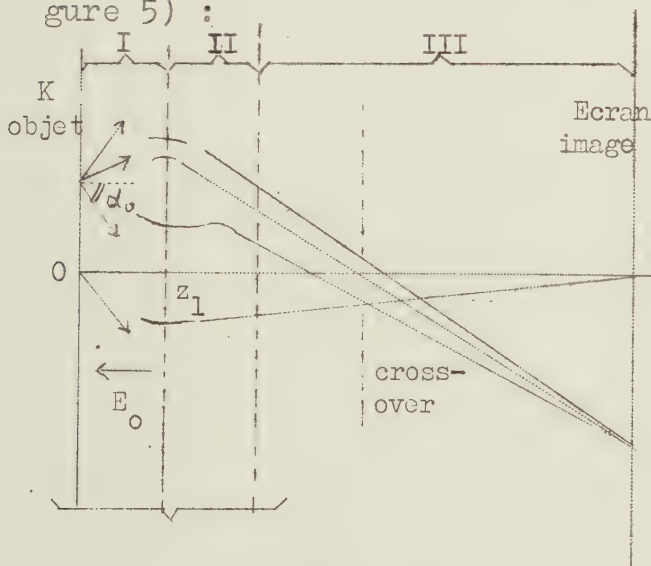
INFLUENCE DU CHAMP ELECTRIQUE AU VOISINAGE DE LA CATHODE SUR

LA FORMATION DE L'IMAGE

L'objectif à immersion, utilisé en microscopie à émission, a deux fonctions distinctes : accélérer les particules émises par l'objet et les focaliser pour permettre d'obtenir sur un écran une image réelle agrandie.

Les particules sont émises par l'objet avec des énergies initiales ϕ_0 variables et de l'ordre de l'électron-volt, la répartition énergétique étant plus ou moins étalée selon le processus utilisé pour provoquer l'émission et selon la nature des particules émises. Les vitesses initiales v_0 des particules font, avec la normale à la surface de l'objet, un angle α_0 compris entre 0 et $\frac{\pi}{2}$.

L'espace objet-image peut se décomposer en trois régions (figure 5) :



- Une région I d'épaisseur z_1 petite, située au voisinage de l'objet, où le champ électrique E_0 , quelque soit le type d'objectif, est constant et perpendiculaire à l'objet. Nous verrons qu'à partir de l'abscisse z_1 , les conditions d'approximation de Gauss sont satisfaites.
- Une région II, comprise entre l'abscisse z_1 et la sortie de l'objectif, où les trajectoires des

Figure 5.

particules sont différentes suivant l'objectif considéré et qui est caractéristique du type de lentille utilisé.

- Enfin une région III, comprise entre la sortie de l'objectif et l'écran d'observation. Dans cet espace les particules ont des énergies importantes correspondant au potentiel d'accélération ϕ_A .

L'étude du mouvement de cette particule conduit au système :

$$\begin{cases} m \frac{d^2 z}{dt^2} = eE_0 \\ m \frac{d^2 r}{dt^2} = 0 \end{cases} \quad \begin{array}{l} e \text{ et } m \text{ étant respectivement la charge et} \\ \text{la masse de la particule considérée.} \end{array}$$

En résolvant ce système nous obtenons l'équation de la trajectoire :

$$z = \frac{eE_0}{2m v_0^2 \sin^2 \alpha_0} r^2 + \cotg \alpha_0 r$$

C'est l'équation d'une parabole.

Cette parabole coupe le plan d'abscisse z_1 au point C_1 d'ordonnée r_1 sous un angle α_1 tel que :

$$\cotg \alpha_1 = \left(\frac{dz}{dr} \right)_{z_1} = \frac{1}{r'_1}$$

$$\text{donc } \cotg \alpha_1 = \frac{eE_0}{m v_0^2 \sin^2 \alpha_0} r_1 + \cotg \alpha_0$$

La tangente en C_1 à la parabole coupe l'axe Oz en A_1 et l'on a

$$\overline{A_1 O} = \overline{A_1 B} + \overline{BO} = \overline{A_1 B} - z_1 = r_1 \cotg \alpha_1 - z_1$$

$$\text{mais } r_1 = (\cotg \alpha_1 - \cotg \alpha_0) \frac{m v_0^2 \sin^2 \alpha_0}{eE_0}$$

$$\text{donc } \overline{A_1 O} = \cotg \alpha_1 (\cotg \alpha_1 - \cotg \alpha_0) \frac{m v_0^2 \sin^2 \alpha_0}{eE_0} - z_1$$

Pour obtenir $\overline{A_1 O}$ en fonction des données il faut éliminer $\cotg \alpha_1$. Puisque dans la zone considérée le champ E_0 est constant, on peut appliquer la relation des sinus, on a :

$$\sqrt{\varphi_0} \sin \alpha_0 = \sqrt{\varphi_1 + \varphi_0} \sin \alpha_1$$

Si le potentiel ϕ_1 est très grand vis à vis de ϕ_0 on peut écrire

$$\sin \alpha_1 = \sin \alpha_0 \sqrt{\frac{\phi_0}{\phi_1}}$$

c'est-à-dire que $\sin \alpha_1$ est petit et que les conditions de l'approximation de Gauss sont satisfaites.

$$\text{On a donc : } \sin \alpha_1 \approx \alpha_1 \approx \frac{1}{\cotg \alpha_1} = \sin \alpha_0 \sqrt{\frac{\phi_0}{\phi_1}}$$

En définitive on obtient :

$$\overline{A_1 O} = \frac{1}{\sin \alpha_0} \sqrt{\frac{\phi_1}{\phi_0}} \left[\frac{1}{\sin \alpha_0} \sqrt{\frac{\phi_1}{\phi_0}} - \cotg \alpha_0 \right] \frac{m v_0^2 \sin \alpha_0}{e E_0} - z_1$$

$$\overline{A_1 O} = \frac{m v_0^2}{e \phi_0} \frac{\phi_1}{E_0} \left[1 - \sqrt{\frac{\phi_0}{\phi_1}} \cos \alpha_0 \right] - z_1$$

$$\text{mais on a : } e \phi_0 = \frac{1}{2} m v_0^2 \quad \text{et} \quad z_1 = \frac{\phi_1}{E_0}$$

$$\text{donc : } \overline{OA_1} = - z_1 \left[1 - 2 \sqrt{\frac{\phi_0}{\phi_1}} \cos \alpha_0 \right]$$

Nous constatons que la position du point A_1 dépend des paramètres indépendants α_0 et ϕ_0 . L'abscisse de ce point sera minimale lorsque

$$2 \sqrt{\frac{\phi_0}{\phi_1}} \cos \alpha_0 = 0 \quad \text{c'est-à-dire pour } \phi_0 = 0$$

ou pour $\alpha_0 = + \frac{\pi}{2}$

Soit A_2 le point correspondant. Nous avons $\overline{OA_2} = - z_1$.

Pour étudier l'image du point O nous devons considérer les deux problèmes particuliers suivants :

a - Les particules sont émises du point O sous un angle α_0 donné, avec des énergies ϕ_0 variables.

b - Les particules sont émises du point O avec une énergie ϕ_0 donnée mais sous des angles α_0 variables de 0 à $\frac{\pi}{2}$.

Dans les deux cas le lieu des points A, sur l'axe Oz de l'objectif d'où semblent provenir les particules, est le segment de droite A_2O . Toutefois la répartition angulaire des particules émises est moins bien connue que la valeur moyenne $\langle \varphi_0 \rangle$ de leur énergie. Nous simplifierons donc le problème en considérant des électrons ou des ions d'énergie moyenne $\langle \varphi_0 \rangle$ (exprimée en électron-volt) émis sous des angles α_0 variables de 0 à $\frac{\pi}{2}$.

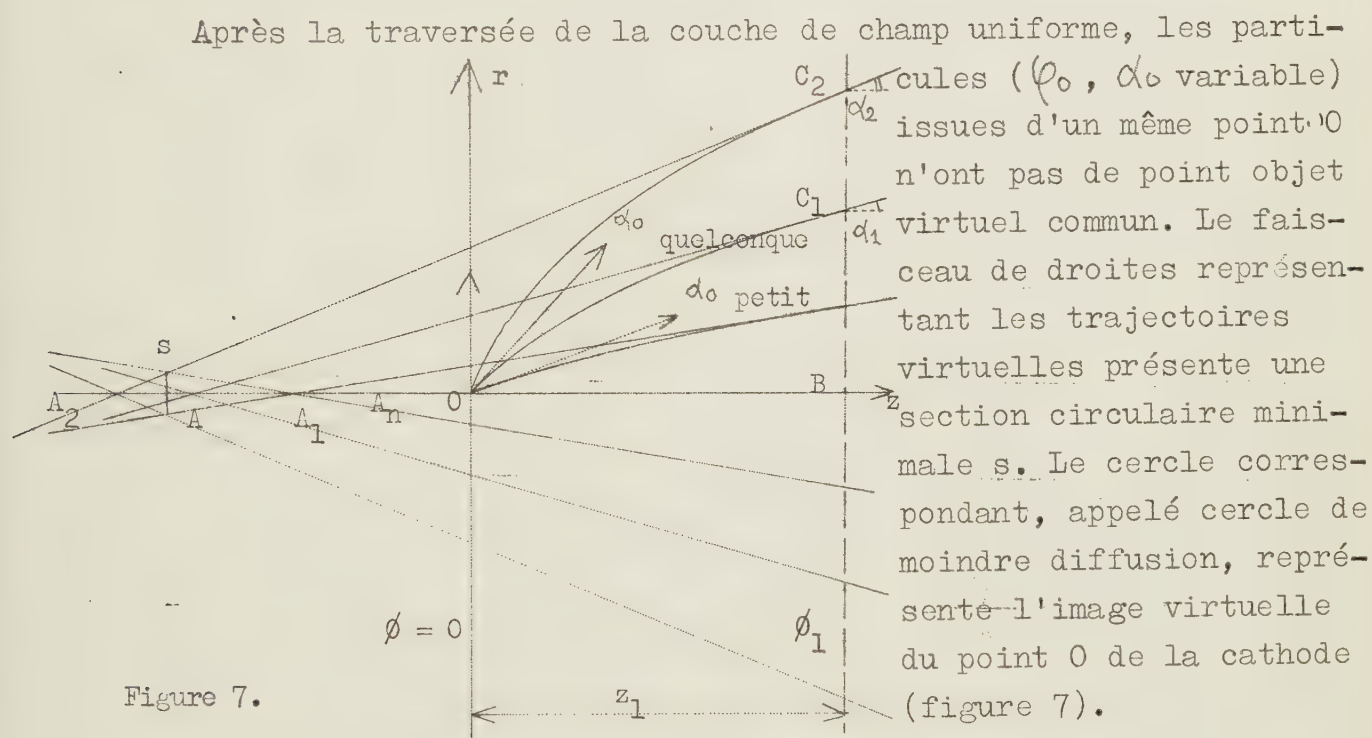


Figure 7.

II - CALCUL DU RAYON DU CERCLE DE MOINDRE DIFFUSION

Pour calculer le rayon du cercle de moindre diffusion, il faut en toute rigueur déterminer la surface enveloppe du faisceau de droites constitué par les trajectoires virtuelles. Ce calcul est assez long mais nous pouvons arriver aux mêmes résultats par des considérations géométriques simples.

La figure 7, représentant les trajectoires virtuelles dans un plan méridien de l'objectif, montre que le rayon du cercle de moindre diffusion est égal à l'ordonnée maximale de l'intersection

de la droite $A_2 C_2$ de pente positive et correspondant à un angle α_0
 $= \frac{\theta}{2}$ et d'une droite AC de pente négative et correspondant à un
 angle α_0 compris entre 0 et $\frac{\theta}{2}$.

Soit $r = az + b$ l'équation générale des droites AC représentant
 les trajectoires virtuelles, dans le système de coordonnées rOz , α_0
 étant un paramètre de l'équation. Si $|\operatorname{tg} \alpha_1|$ est la valeur absolue
 de la pente d'une droite AC et z_0 son abscisse à l'origine, nous
 pouvons écrire :

$$r = \pm |\operatorname{tg} \alpha_1| (z - z_0) \quad \text{selon que la droite a une pente positive ou négative.}$$

$$\text{Or } |\operatorname{tg} \alpha_1| = \sqrt{\frac{\varphi_0}{\phi_1}} \sin \alpha_0 \text{ et } z_0 = \overline{OA_1} = -z_1 (1 - 2\sqrt{\frac{\varphi_0}{\phi_1}} \cos \alpha_0)$$

$$\text{donc : } r = \pm \sqrt{\frac{\varphi_0}{\phi_1}} \sin \alpha_0 \left[z + z_1 (1 - 2\sqrt{\frac{\varphi_0}{\phi_1}} \cos \alpha_0) \right]$$

$$\text{en posant } \Delta = \sqrt{\frac{\varphi_0}{\phi_1}}, \text{ on obtient : } r = \pm \Delta \sin \alpha_0 \left[z + z_1 (1 - 2\Delta \cos \alpha_0) \right]$$

Ainsi l'équation de la droite $A_2 C_2$ de pente positive est :

$$r = \Delta (z + z_1)$$

et l'équation d'une droite AC de pente négative est :

$$r = -\Delta \sin \alpha_0 \left[z + z_1 (1 - 2\Delta \cos \alpha_0) \right]$$

L'ordonnée du point de l'intersection de ces droites est donnée par
 l'équation :

$$\frac{r}{\Delta} - z_1 = -\frac{r}{\Delta \sin \alpha_0} - z_1 + 2\Delta z_1 \cos \alpha_0$$

$$\text{d'où } r = \frac{2\Delta^2 z_1 \cos \alpha_0 \sin \alpha_0}{\sin \alpha_0 + 1}$$

Pour avoir la valeur maximale de cette ordonnée lorsque α_0 varie de
 0 à $\frac{\theta}{2}$ dérivons cette expression par rapport à α_0 .

$$\text{Nous obtenons : } \frac{dr}{d\alpha_0} = \frac{2\Delta^2 z_1}{(\sin \alpha_0 + 1)^2} (-\sin^3 \alpha_0 - 2\sin^2 \alpha_0 + 1)$$

Cherchons la valeur de α_0 qui annule cette dérivée c'est-à-dire tel que : $\sin^3 \alpha_0 + 2 \sin^2 \alpha_0 - 1 = 0$.

Une solution évidente de cette équation est $\sin \alpha_0 = -1$; cette solution ne nous intéresse pas car $0 \leq \alpha_0 \leq \frac{\pi}{2}$.

Nous pouvons donc simplifier l'équation précédente qui devient après la mise en facteur de $(\sin \alpha_0 + 1)$:

$$(\sin \alpha_0 + 1) (\sin^2 \alpha_0 + \sin \alpha_0 - 1) = 0$$

qui se ramène à : $\sin^2 \alpha_0 + \sin \alpha_0 - 1 = 0$

Les solutions de cette dernière équation sont :

$$\sin \alpha_0 = \frac{-1 \pm \sqrt{5}}{2}$$

La seule solution possible est : $\sin \alpha_0 = \frac{-1 + \sqrt{5}}{2} \approx 0,615$
soit $\alpha_0 = 38^\circ$

Le rayon r_c du cercle de moindre diffusion est donc :

$$r_c = \frac{2 \Delta^2 z_1 \cos 38^\circ \sin 38^\circ}{1 + \sin 38^\circ} \approx 0,6 z_1 \Delta^2$$

$$\text{ou } r_c = 0,6 \frac{\varphi_0}{E_0}$$

En portant les valeurs de r et de α_0 dans l'équation de la droite $A_2 C_2$ on obtient l'abscisse du cercle de moindre diffusion.

Ainsi l'image virtuelle du point O de la cathode est représentée par la section s de valeur : $s = (0,6 z_1 \Delta^2)^2 = (0,6 \frac{\varphi_0}{E_0})^2$ située à la distance z_0 égale à :

$$z_0 = -z_1 (1 - 0,6 \Delta) = -z_1 (1 - 0,6 \sqrt{\frac{\varphi_0}{\phi_1}})$$

derrière la cathode.

Le diamètre du cercle de moindre diffusion donne l'aberration chromatique δ_c de l'objectif et nous avons :

$$S_c = 1,2 \frac{\varphi_0}{E_0}$$

où φ_0 est la valeur moyenne de l'énergie des particules secondaires et E_0 le champ électrique au voisinage de la cathode.

Cette aberration est élevée et diminue considérablement le pouvoir séparateur des objectifs à immersion. Nous allons voir dans le paragraphe suivant le rôle très important d'un diaphragme d'objectif sur l'aberration chromatique.

III - ROLE ET INFLUENCE D'UN DIAPHRAGME D'OBJECTIF

1 - Cas où l'énergie initiale des particules est constante

a - Calcul de l'aberration chromatique en fonction de l'ouverture du faisceau

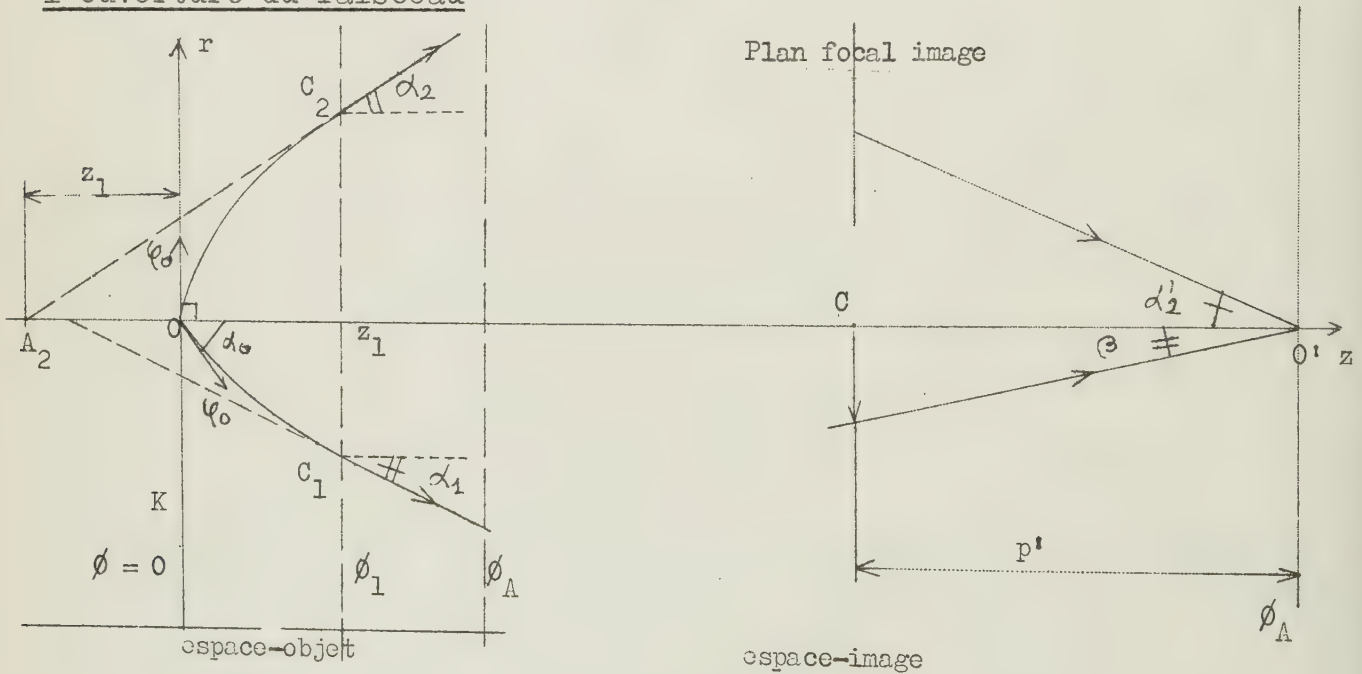


Figure 8.

Représentons sur la figure 8 la trajectoire d'une particule d'énergie φ_0 émise sous un angle $\alpha_0 = \frac{\theta}{2}$. Cette trajectoire fait, dans l'espace-image, un angle α'_2 avec l'axe Oz . L'angle α'_2 représente l'ouverture maximale du faisceau dans l'espace-image et

nous allons chercher à évaluer l'aberration chromatique en fonction de cet angle.

Si G est le grandissement de l'objectif, la relation des sinus donne :

$$\sqrt{\varphi_0} = G \sqrt{\phi_A + \varphi_0} \sin \alpha'_2 \text{ et comme } \alpha'_2 \text{ et } \varphi_0$$

sont petits on a :

$$\sqrt{\varphi_0} = G \sqrt{\phi_A} \alpha'_2$$

Or nous savons que $\delta_c = 1,2 \frac{\varphi_0}{E_0}$

$$\text{donc } \delta_c = 1,2 G^2 \frac{\phi_A}{E_0} \alpha'^2_2$$

Cette relation montre que δ_c est proportionnel au carré de l'ouverture du faisceau dans l'espace-image.

Une limitation de l'ouverture du faisceau entraîne donc une diminution de l'aberration chromatique de l'objectif. C'est ce rôle que joue un diaphragme placé au cross-over C de l'objectif.

b - Influence du diaphragme sur l'aberration chromatique

Soit r le rayon du diaphragme qui limite à β l'ouverture du faisceau dans l'espace-image (figure 8). Nous avons :

$$\beta = \frac{r}{p'} = \frac{r}{Gf_i} \text{ pour le système considéré, } p'$$

étant la distance du foyer image à l'écran et f_i la distance focale de l'objectif.

Cette nouvelle condition permet de déterminer la limite de résolution chromatique pour un objectif diaphragmé.

avec $\alpha'_2 = \beta$ nous trouvons : $\delta_c = 1,2 \frac{\phi_A}{E_0} \left(\frac{r}{f_i}\right)^2$

Cette expression montre que δ_c est indépendant de φ_0 donc de l'énergie moyenne des particules émises. D'autre part le rapport

$\frac{\phi A}{E_0}$ est une constante propre à l'objectif. Ainsi l'aberration chromatique de l'objectif à immersion diaphragmé n'est fonction que du carré de l'ouverture du faisceau et nous avons :

$$\delta_c = A \left(\frac{r}{f_i} \right)^2, \text{ A étant une constante de l'objectif}$$

2 - Cas où l'énergie initiale des particules varie

Soit α_0 l'angle d'émission dans l'espace-objet correspondant à l'ouverture β du faisceau dans l'espace-image. Nous avons :

$$\sqrt{\phi_0} \sin \alpha_0 = G \sqrt{\phi A} \beta = \text{constante} = K'$$

$$\text{Soit } \sqrt{\phi_0} = \frac{G \sqrt{\phi A} \beta}{\sin \alpha_0} = \frac{\sqrt{K}}{\sin \alpha_0} \quad \text{ou} \quad \phi_0 = \frac{K}{\sin^2 \alpha_0}$$

$$\text{avec } K = \phi A \left(\frac{r}{f_i} \right)^2$$

Nous avons ainsi les deux cas suivants :

- Pour toute valeur ϕ_0 de l'énergie il existe un angle d'ouverture limite $(\alpha_0)_l$ tel que $\sin^2 (\alpha_0)_l = \frac{K}{\phi_0}$. Toutes les particules secondaires d'énergie ϕ_0 émises sous un angle $\alpha_0 \geq (\alpha_0)_l$ seront arrêtées par le diaphragme.

- Réciproquement pour toute valeur de α_0 il existe une énergie limite $(\phi_0)_l = \frac{K}{\sin^2 \alpha_0}$. Les particules émises sous l'angle α_0 et avec l'énergie $\phi_0 \geq (\phi_0)_l$ seront arrêtées par le diaphragme.

En résumé toute trajectoire qui satisfait à l'inégalité :

$$\phi_0 \geq \frac{K}{\sin^2 \alpha_0} \quad \text{est arrêtée par le diaphragme.}$$

Etudions cette inégalité en traçant la courbe polaire :

$\phi_0 = \frac{K}{\sin^2 \alpha_0}$. Nous étudions la courbe dans l'intervalle $0 \leq \alpha_0 \leq \frac{\pi}{2}$ car l'axe optique est un axe de symétrie de révolution pour le système (figure 9).

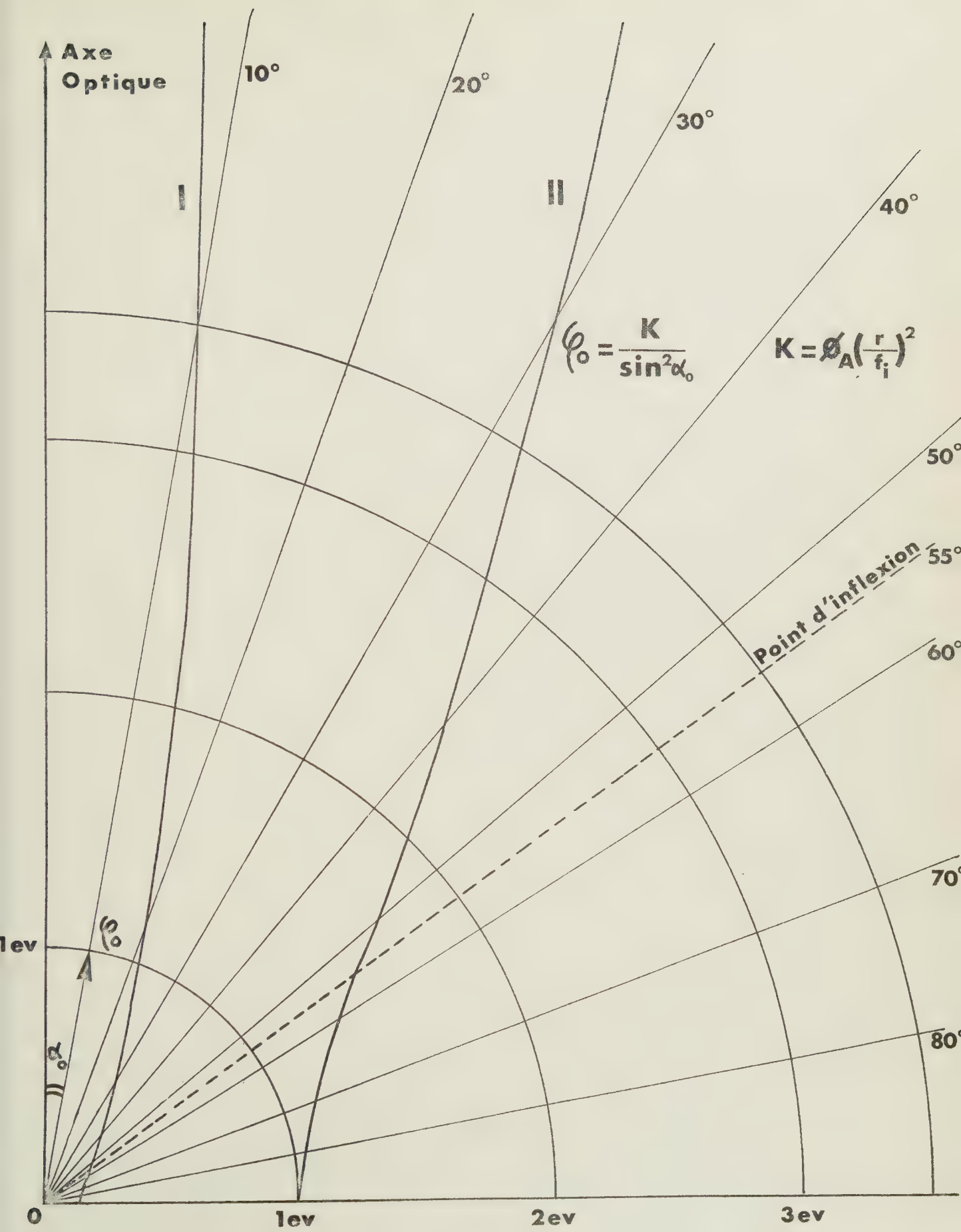


Fig. 10

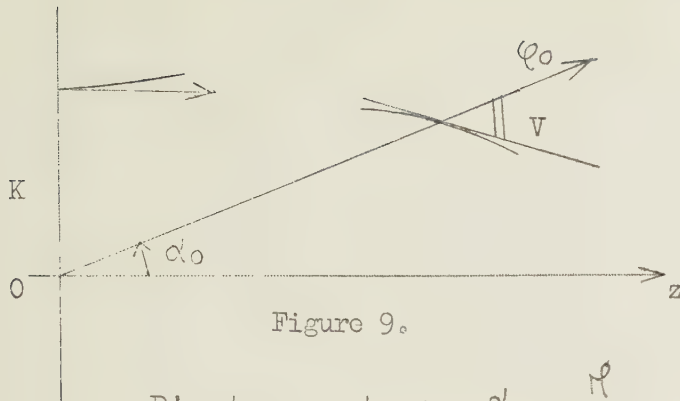


Figure 9.

On a $\frac{d\phi_0}{d\alpha_0} = \phi'_0 = - \frac{2 K \cos \alpha_0}{\sin^3 \alpha_0}$

et si on désigne par V l'angle de la tangente à la courbe et du rayon vecteur on a :

$$\operatorname{tg} V = \frac{\phi_0}{\phi'_0} = - \frac{1}{2} \operatorname{tg} \alpha_0$$

D'autre part pour $\alpha_0 = \frac{\pi}{2}$ on a $\phi_0 = K$, en ce point la tangente à la courbe est parallèle à l'axe optique ($\operatorname{tg} V = -\infty$ donc

$$V = - \frac{\pi}{2}$$

α_0	0	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{2}$
ϕ_0	$+\infty$	$2K$	K
ϕ'_0	$-\infty$	$-4K$	0
$\operatorname{tg} V = \frac{\phi_0}{\phi'_0}$	0	$-1/2$	$-\infty$
V	0		$-\frac{\pi}{2}$

La concavité de la courbe est donnée par :

$$\frac{1}{\phi_0} \left[\frac{1}{\phi_0} + \left(\frac{1}{\phi_0} \right)'' \right] = \frac{\sin^2 \alpha_0}{K^2} [2 - 3 \sin^2 \alpha_0]$$

Pour $\alpha_0 = \frac{\pi}{2}$, cette expression

est négative donc la courbe est convexe vers le pôle. Elle présente un point d'inflexion pour $\frac{1}{\phi_0} + \left(\frac{1}{\phi_0} \right)'' = 0$ (alors que $\left(\frac{1}{\phi_0} \right)' + \left(\frac{1}{\phi_0} \right)''' \neq 0$), c'est-à-dire pour $\alpha_0 \approx 55^\circ$.

Les courbes I et II, représentées sur la figure 10, correspondent à deux valeurs de K différentes avec $K_2 > K_1$. Les rayons vecteurs sont gradués en électron-volts à partir de l'origine O.

Si l'objectif est parfaitement déterminé (f_1 , tension d'accélération ϕ_A) l'influence du diaphragme s'explique facilement à partir des courbes précédentes. Considérons par exemple la courbe III correspondant à un diaphragme de rayon r_2 . Les particules secondaires possédant l'énergie $\phi_0 = 1$ ev passeront quel que soit leur angle d'émission. Si $\phi_0 = 2$ ev seules les particules émises sous un angle $\alpha_0 < 45^\circ$ forment l'image O' du point objet O. Si

$\phi_0 = 3$ ev, l'angle limite a pour valeur $\alpha_0 = 35^\circ$. Si $\phi_0 = 4$ ev, l'angle limite a pour valeur $\alpha_0 = 30^\circ$ etc

La courbe I correspond à une constante $K_1 \approx \frac{K_2}{7,5}$ soit un rayon $r_1 = \frac{r_2}{2,75}$. Avec ce diaphragme plus petit, les particules secondaires ne seront pas arrêtées si, possédant une énergie $\mathcal{Q}_0$ de 1 ev, leur angle d'émission α_0 est inférieur à 22° environ.

Ainsi le diaphragme, placé au cross-over de l'objectif, diminue l'aberration chromatique donc améliore le pouvoir séparateur de l'objectif, en éliminant les électrons ou les ions ayant une énergie trop grande ou dont la vitesse initiale fait avec l'axe optique un angle trop grand.

3 - Aberration de diffraction

En présence d'un diaphragme l'influence de la diffraction n'est plus négligeable et il est indispensable d'en tenir compte. L'image d'un point de la cathode est en réalité une figure de diffraction. Dans l'espace-image de l'objectif, le diamètre de la tache de diffraction est :

$$\delta = \frac{1,22 \lambda}{\beta}$$
 λ étant la longueur d'onde associée à la particule et ayant pour valeur : $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2} e m_0 \phi_A}$ où h est la constante de Planck et m_0 la masse de la particule au repos.

Pour évaluer le pouvoir séparateur on est conduit à évaluer l'aberration de diffraction par rapport à l'espace-objet et si G est le grandissement de l'objectif on a :

$$\delta_D = \frac{1}{G} - \frac{1,22 \lambda}{\beta} \quad \text{et comme } \beta = \frac{r}{G f_i} \quad \text{nous obtenons :}$$

$$\delta_D = \frac{1,22 \lambda f_i}{r}$$

IV - REMARQUES SUR LE CALCUL DES ABERRATIONS

1 - Aberration chromatique en présence d'une dispersion d'énergie

La valeur de l'aberration chromatique est déterminée en utilisant le cercle de moindre diffusion défini par les trajectoires

virtuelles de particules émises par la cathode avec des vitesses $\vec{v}_0$ de module constant (énergie φ_0 constante). Une théorie plus détaillée consiste à composer tous les cercles de moindre diffusion correspondant à différentes vitesses, en faisant l'hypothèse d'une distribution énergétique particulière qui varie suivant le mode d'émission, la nature, l'énergie et la direction des particules incidentes et la température de la cathode (13).

En fait, les résultats sont peu différents de la valeur calculée précédemment.

2 - Influence du relief de l'échantillon sur δ_c

Nous avons étudié la formation de l'image et calculé l'aberration chromatique de l'objectif dans le cas de cathodes planes et équipotentiellles. En réalité les échantillons présentent toujours des irrégularités de surface qui modifient les équipotentiellles au voisinage de l'objet et perturbent les trajectoires. Dans ce cas le cercle de moindre diffusion et le pouvoir séparateur de l'objectif sont modifiés.

BERTEIN (14) a étudié les aberrations optiques provoquées par des cathodes imparfaites et a montré que, pour une surface présentant une ondulation sinusoïdale de période ℓ et d'amplitude δ_0 , la limite de résolution chromatique avait pour valeur :

$$\delta_c = \frac{R}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\varphi_0}{E_0}} \frac{\delta_0}{\sqrt{\ell}}$$

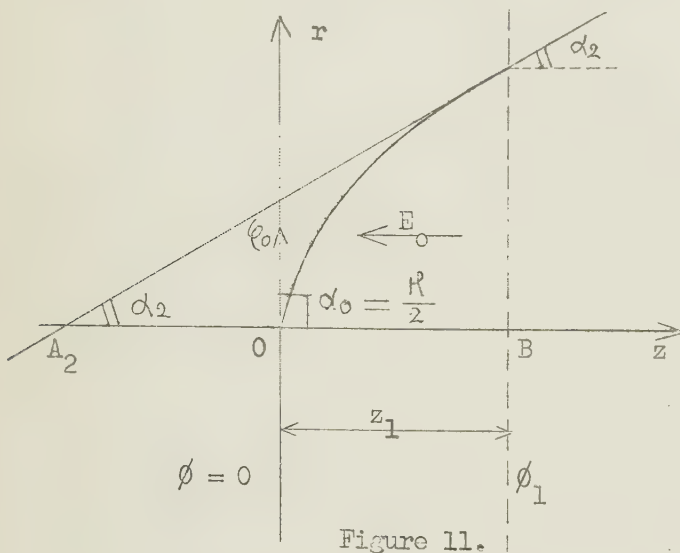
Cette expression est difficilement utilisable en pratique mais nous retiendrons que la préparation des objets avant examen devra être très soignée et qu'un échantillon présentant un certain relief aura une aberration chromatique supérieure à la valeur calculée précédemment.

3 - Influence du champ E_0 sur l'aberration chromatique

La résolution chromatique est une fonction inverse du champ électrique E_0 au voisinage de l'objet. Ainsi le meilleur pouvoir

séparateur sera obtenu avec des objectifs présentant le champ électrique E_0 le plus intense. Toutefois la relation $\delta_c = 1.2 \frac{\phi_0}{E_0}$ ne s'applique que lorsque les trajectoires des particules satisfont aux conditions d'approximation de Gauss à la sortie de la zone de champ uniforme. Il faut donc que l'augmentation du champ $\vec{E}_0$ ne conduise pas à une diminution trop importante des dimensions de cette zone.

En effet considérons une particule émise sous un angle $\alpha_0 = \frac{K}{2}$ avec une énergie initiale ϕ_0 (figure 11).



La relation des sinus donne :

$$\sin \alpha_0 \sqrt{\phi_0} = \sin \alpha_2 \sqrt{\phi_0 + \phi_1}$$

Comme $\alpha_0 = \frac{K}{2}$ on a :

$$\sin \alpha_2 = \sqrt{\frac{\phi_0}{\phi_0 + \phi_1}}$$

Or $\phi_1 = \frac{E_0}{z_1}$ donc :

$$\sin \alpha_2 = \sqrt{\frac{\phi_0}{\phi_0 + \frac{E_0}{z_1}}}$$

Si on suppose que le champ E_0 est égal à 10^6 V/cm, si $z_1 = 100$ Å et si $\phi_0 = 1$ ev, on obtient :

$$\sin \alpha_2 = \sqrt{\frac{1}{2}} \quad \text{soit } \alpha_2 = 45^\circ$$

Ainsi, malgré la forte valeur du champ électrique au voisinage de la cathode, l'angle α_2 conserve une valeur importante. En particulier dans l'effet Malter (15) où l'isolement est effectué à l'aide d'un diélectrique (alumine), le champ E_0 est très important (de l'ordre de 8.10^6 V/cm) et ne permet pas d'atteindre le pouvoir séparateur calculé en remplaçant E_0 par sa valeur dans l'expression de δ_c . En effet dans ce cas, le pouvoir séparateur dépend pratiquement du champ électrique au-delà de l'abscisse z_1 qui seul contribue effectivement à communiquer à la particule son énergie finale.

4 - Importance de l'aberration de diffraction

L'aberration de diffraction peut être négligée si la longueur d'onde des particules secondaires est suffisamment faible.

Pour des électrons possédant une énergie de 20 Kev par exemple, la longueur d'onde associée est de $0,08 \text{ \AA}$, ce qui donne, pour un objectif de distance focale $f_i = 20 \text{ mm}$, possédant un diaphragme de rayon $r = 10 \mu$, une aberration de diffraction δ_D égale à $240 \text{ \AA}$. Si les particules utilisées sont des ions de masse m_0 k fois plus grande que celle de l'électron, δ_D sera divisé par $\sqrt{k}$. Dans l'exemple précédent, avec les ions hydrogène nous obtenons une aberration de diffraction δ_D de $5 \text{ \AA}$ environ, alors que l'aberration chromatique est inchangée.

Nous pouvons donc négliger l'aberration de diffraction dans le calcul du pouvoir séparateur de l'objectif à immersion utilisé en microscopie ionique.

CHAPITRE III

=====

L'OBJECTIF A IMMERSION ELECTROSTATIQUE A TROIS ELECTRODES

Rappelons que le rôle de l'objectif à immersion est d'accélérer et de focaliser les électrons ou les ions de manière à former une image réelle de la cathode. Ces deux fonctions peuvent être associées ou séparées dans un même dispositif. Dans l'objectif à immersion électrostatique à trois électrodes, que nous allons étudier dans ce chapitre, les fonctions d'accélération et de focalisation sont intimement liées. Une étude assez complète, comportant des mesures analogiques à la cuve rhéographique est donc nécessaire pour déterminer avec précision les différentes caractéristiques et les performances de ce système optique.

La première partie de ce chapitre est consacrée à des généralités sur l'objectif à immersion à trois électrodes. Dans la deuxième partie nous faisons une étude détaillée d'un modèle d'objectif à trois électrodes. Dans une troisième partie, après avoir considéré les principaux facteurs influençant la qualité d'une telle lentille, nous étudions un objectif à immersion à trois électrodes particulier de notre conception : l'objectif "anode-diaphragme".

PREMIERE PARTIE

GENERALITES SUR L'OBJECTIF A IMMERSION A TROIS ELECTRODES

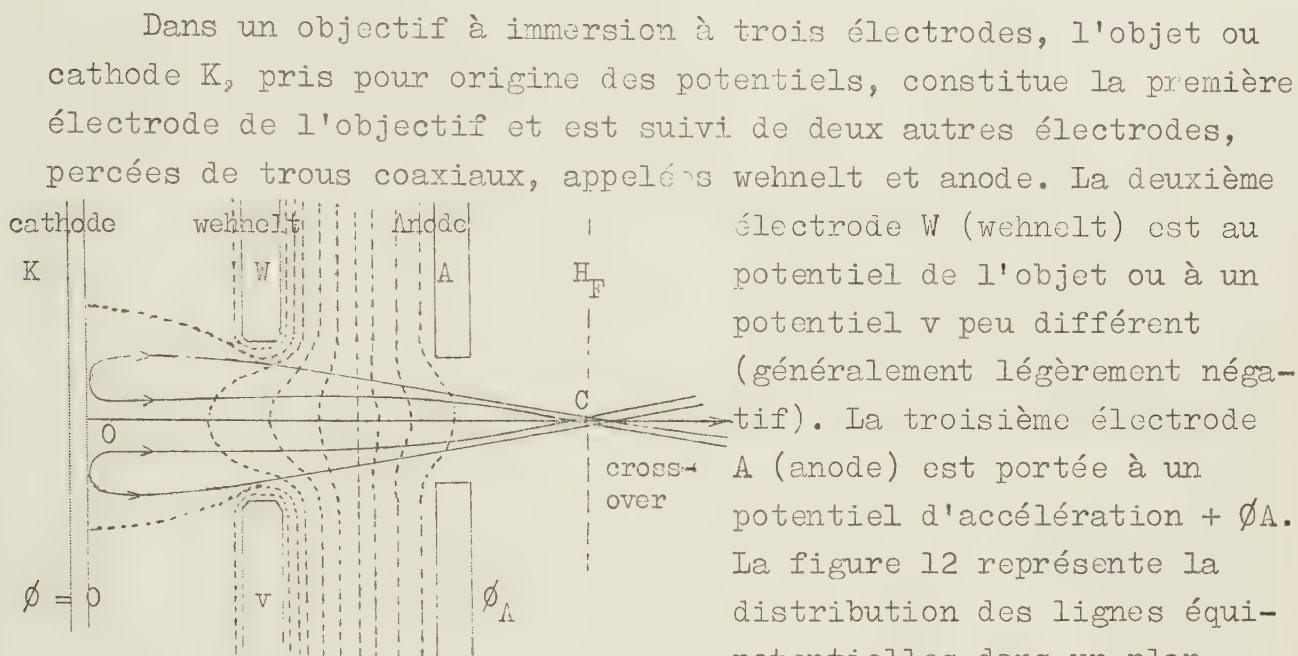


Figure 12.

quelques trajectoires de particules négatives.

I - CARACTERISTIQUES DE L'OBJECTIF A IMMERSION A TROIS ELECTRODES

1 - Schéma de l'objectif considéré comme une lentille épaisse. Points cardinaux

Considérons une particule émise sans vitesse initiale, sa trajectoire est perpendiculaire à la cathode et coupe l'axe optique au foyer image F_i de l'objectif (figure 13). Le plan principal image H_i se trouve à l'intersection du rayon incident perpendiculaire à la cathode et du rayon émergent en F_i .

Par définition si on considère une particule accélérée sous la différence de potentiel ϕ_A et abordant l'objectif dans le sens anode cathode parallèlement à l'axe Oz, sa trajectoire coupe l'axe optique au foyer objet F_o de l'objectif très voisin du centre O de la cathode. Le plan principal objet H_o est à l'intersection du rayon incident parallèle à l'axe optique et du rayon émergent en F_o .

Nous avons vu que la zone de champ uniforme d'épaisseur z_1 donne, d'un objet ab situé sur la cathode, une image virtuelle AB . Cette image de grandeur $AB = ab$ est située sensiblement à la distance z_1 de la cathode.

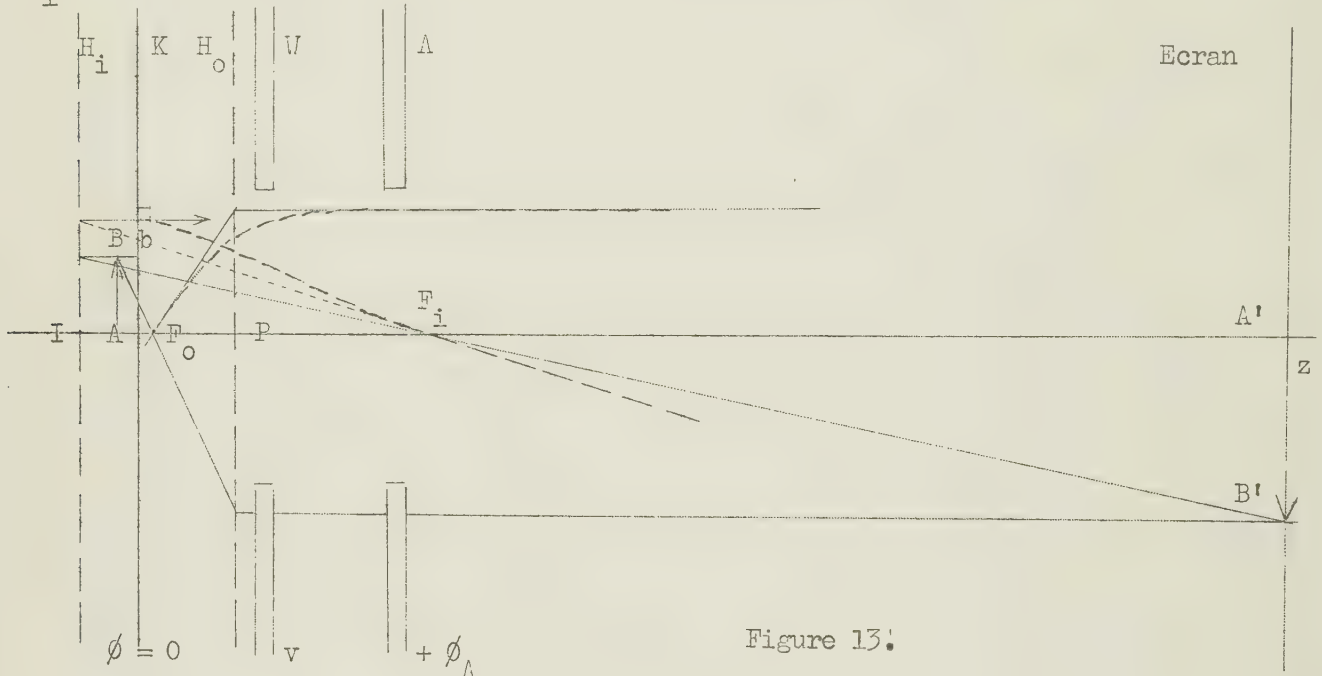


Figure 13.

Si nous ne voulons pas avoir à tenir compte de la zone z_1 , nous pouvons remplacer l'objet ab par son image virtuelle AB . L'objectif donne alors de AB une image réelle $A'B'$ sur l'écran fluorescent.

Les origines étant choisies aux foyers, si :

$$\begin{aligned} f_o &= \overline{F_o P} & \overline{F_o A} &= p & h_o &= AB = ab \\ f_i &= \overline{F_i I} & \overline{F_i A'} &= p' & h_i &= A'B' \end{aligned}$$

nous avons :

$$\frac{f_o}{f_i} = -\sqrt{\frac{\phi_o}{\phi_A}}, \quad pp' = f_i f_o \quad \text{et} \quad G = \frac{h_i}{h_o} = \frac{f_o}{p} = \frac{p'}{f_i}$$

Le cross-over de l'objectif est situé au foyer image c'est-à-dire en F_i .

2 - Paramètres de l'objectif

Les cinq paramètres de construction sont :

a , b , c , R_1 et R_2 (figure 14). La tension v du wehnelt et la tension ϕ_A de l'anode fixent un sixième paramètre $\sigma = \frac{v}{\phi_A}$ qui définit la "polarisation" de l'objectif.

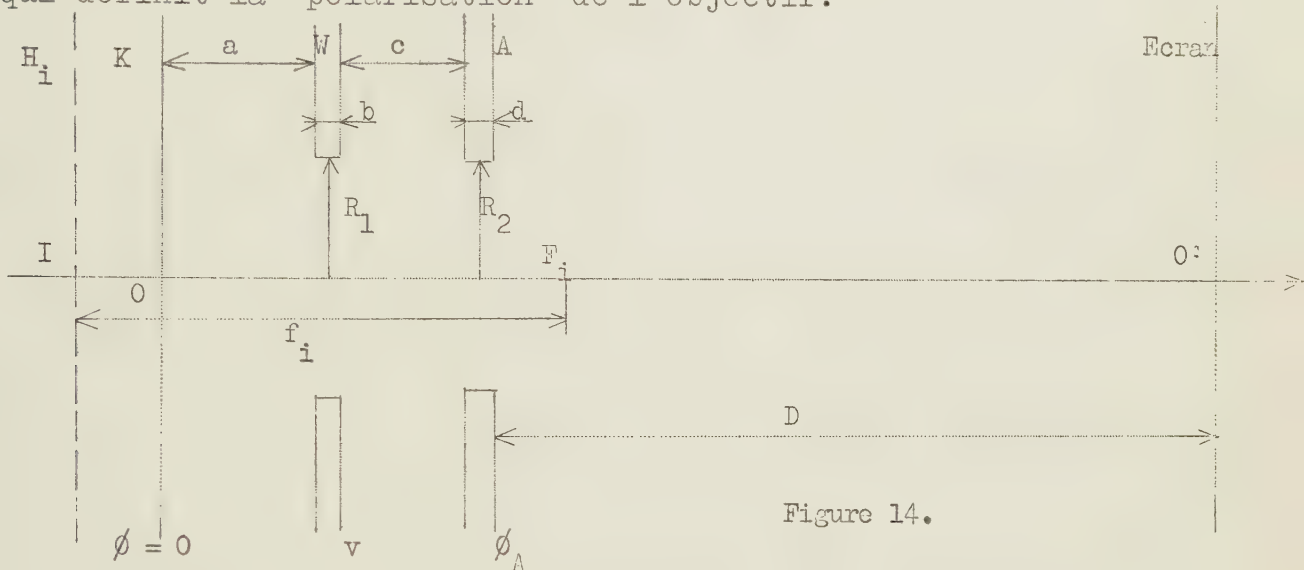


Figure 14.

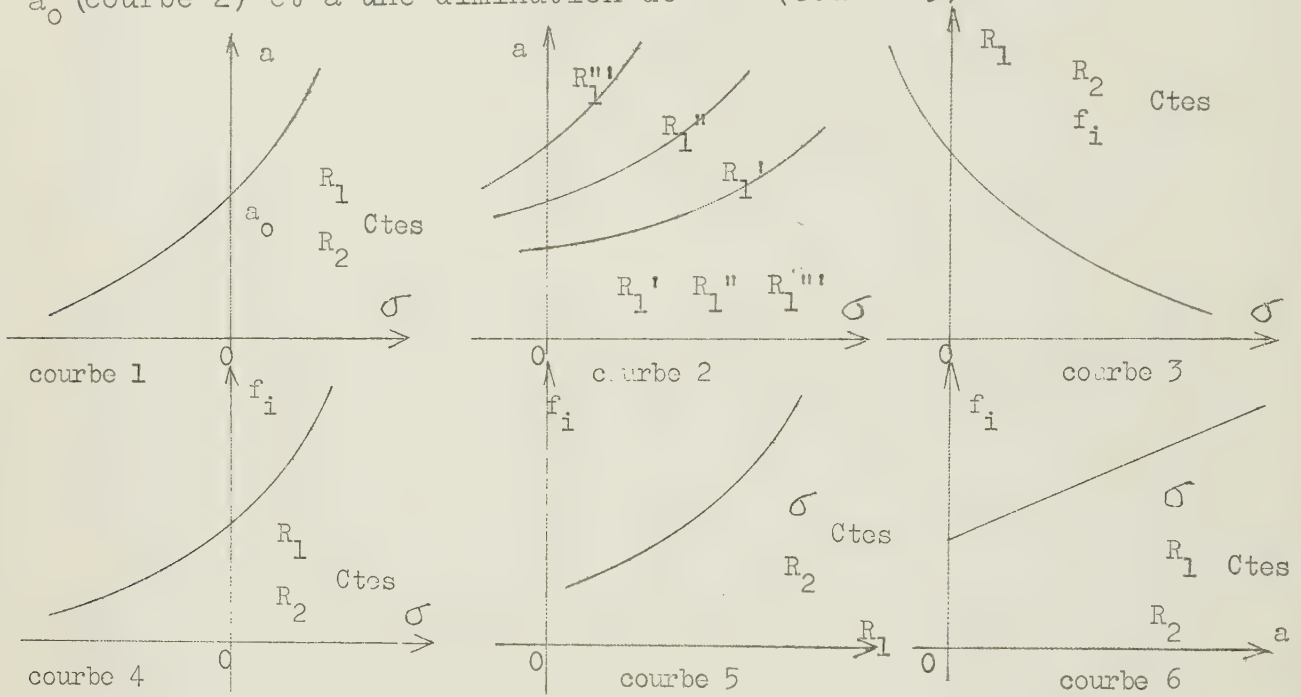
L'objectif fonctionne généralement avec le wehnelt relié à la cathode, on a alors $\sigma = 0$ et l'image est au point pour la distance a_0 entre la cathode et le wehnelt.

La qualité de l'image est définie par le facteur de qualité : $Q = \frac{d'}{D}$, d' étant le diamètre de la zone centrale nette, et D la distance objectif-image (4). Ce facteur de qualité est maximum pour $\sigma = 0$.

Les quatre paramètres de construction : b , c , R_1 , R_2 et la distance D étant fixés, l'image est au point pour une infinité de couples de valeur (a, σ) . La courbe (a, σ) est la courbe de mise au point (courbe 1).

Le facteur de construction le plus important est le rayon R_1 du wehnelt :

- Un accroissement de R_1 correspond à un accroissement de a_0 (courbe 2) et à une diminution de σ (courbe 3).



- L'ouverture α du wehnelt définie par $\text{tg } \alpha = \frac{R_1}{a_0 + b}$ diminue quand R_1 augmente car a_0 croît plus vite que R_1 .

- La distance focale f_i varie rapidement avec σ et avec R_1 (courbes 4 et 5).

Un accroissement de R_2 ou de c est équivalent à une diminution de ϕA donc de E_0 .

L'épaisseur b du wehnelt a peu d'influence sur E_0 ; pour diminuer f_i on prendra pour b la valeur minimale compatible avec la rigidité mécanique.

La distance focale image varie linéairement en fonction de a pour des variations faibles de a (courbe 6).

II - POUVOIR SEPARATEUR

L'aberration sphérique, que nous calculerons expérimentalement dans la deuxième partie de ce chapitre, et la courbure de champ sont négligeables pour un système suffisamment convergent. D'autre part, une précision de 1/100 mm sur la réalisation des trous circulaires des électrodes suffit généralement pour qu'on puisse négliger l'astigmatisme d'ellipticité (16).

Ainsi les défauts prépondérants pour cet objectif sont l'aberration chromatique δ_c et, si le système est diaphragmé, l'aberration de diffraction δ_D .

1 - Objectif non diaphragmé

Dans ce cas seule l'aberration chromatique δ_c intervient et le pouvoir séparateur de l'objectif a pour valeur :

$$\delta = \delta_c = 1,2 \frac{\varphi_0}{E_0}$$

Prenons un exemple pour des électrons : si $E_0 = 12$ kV/cm et $\varphi_0 = 1,5$ ev (valeur moyenne de l'énergie la plus probable dans le cas d'un bombardement primaire ionique), nous trouvons $\delta = 1,5 \mu$, valeur supérieure au pouvoir séparateur du microscope optique.

2 - Objectif diaphragmé

Dans ce cas il faut aussi tenir compte de l'aberration de diffraction δ_D . Nous calculons le défaut résultant en admettant une superposition quadratique des deux effets. Le pouvoir séparateur peut alors s'exprimer par l'expression :

$$\delta = \sqrt{\delta_D^2 + \delta_c^2} \quad (17)$$

a - Calcul du diamètre du diaphragme qui donne la meilleure résolution

Le pouvoir séparateur est une fonction du rayon r du diaphragme.

Nous avons : $\delta_D = \frac{1,22 \lambda f_i}{r} = \frac{\sqrt{k_1}}{r}$ avec $k_1 = (1,22 \lambda f_i)^2$

$$\text{et } \delta_c = \frac{1,2 \phi A}{E_0} \left(\frac{r}{f_i}\right)^2 = r^2 \sqrt{k_2}, \quad k_2 = \left(\frac{1,2 \phi A}{E_0} \frac{1}{f_i^2}\right)^2$$

$$\text{Ainsi } \delta = \sqrt{\delta_D^2 + \delta_c^2} = \sqrt{\frac{k_1}{r^2} + k_2 r^4}$$

L'étude de la fonction $\delta(r)$ montre qu'elle passe par un minimum ($\delta_{\min}$) qui correspond au pouvoir séparateur optimal.

Ce pouvoir séparateur optimal sera obtenu pour la valeur $r_{\min}$ de r qui annule la dérivée de la fonction $\delta(r)$, soit :

$$\delta'(r) = \frac{2 k_2 r^3 - k_1 r^{-5}}{\sqrt{k_2 r^4 + k_1 r^{-2}}} = 0$$

$$\text{Nous obtenons : } r_{\min} = 0,9 f_i \sqrt[3]{\frac{\lambda E_0}{\phi A}} \quad \text{et} \quad \delta_{\min} = 1,7 \lambda \frac{1}{\sqrt[3]{\frac{\lambda E_0}{\phi A}}}$$

La résolution optimale n'est fonction que de la longueur d'onde associée à la particule, le rapport $\frac{E_0}{\phi A}$ étant une constante de l'objectif.

En définitive, le pouvoir séparateur de l'objectif est égal à :

$$\delta_{\min} = k \lambda^{2/3} \quad \text{avec} \quad k = \frac{1,7}{\sqrt[3]{\frac{E_0}{\phi A}}}$$

La figure 15 représente les courbes donnant $r_{\min}$ et $\delta_{\min}$ pour un objectif à immersion de distance focale image f_i égale à 20 mm.

b - Remarques

Ainsi pour tout objectif à immersion à trois électrodes il est possible de calculer le rayon du diaphragme donnant le meilleur pouvoir séparateur. Mais le diaphragme d'objectif supprime une

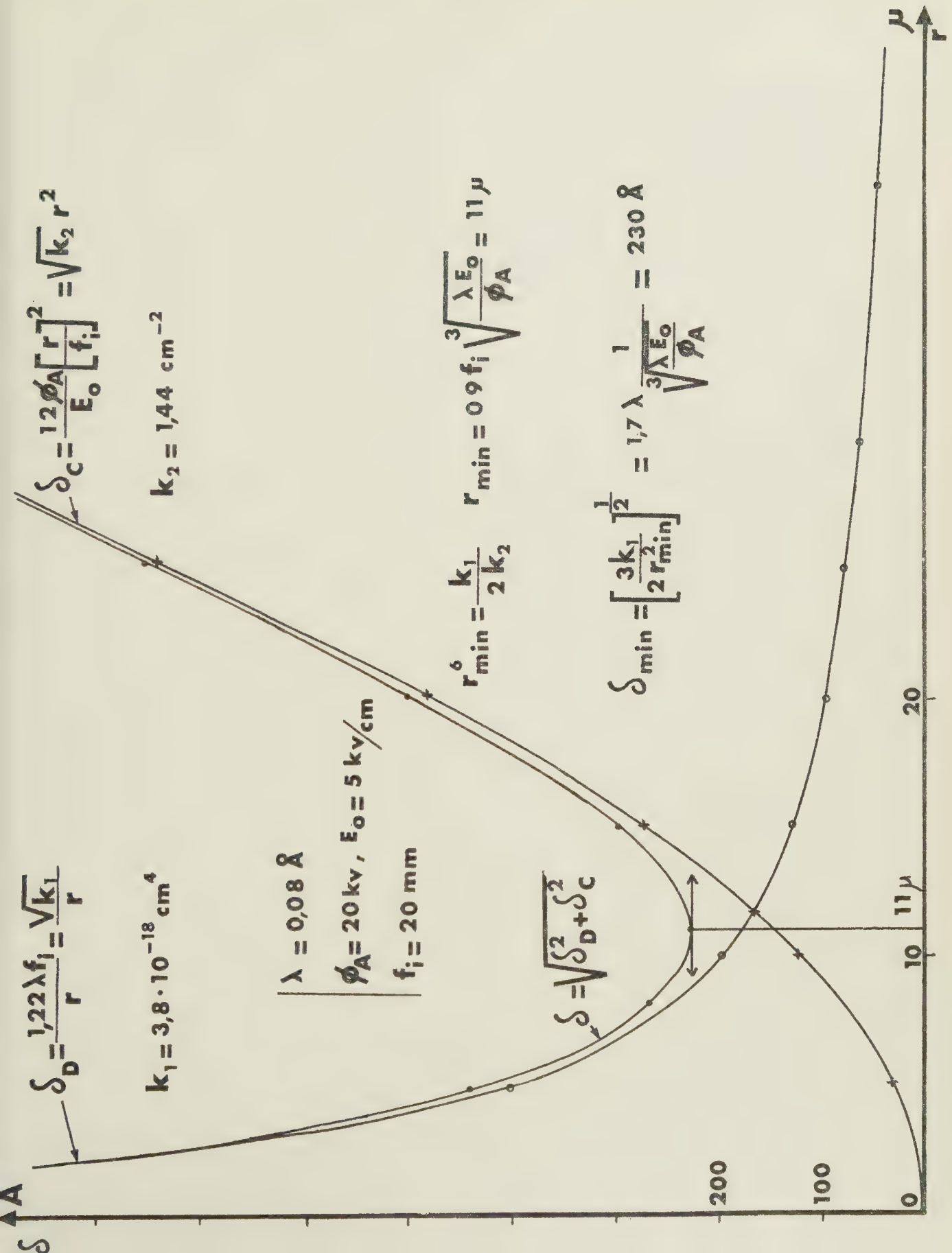


Fig. 15

partie du faisceau donc diminue la luminosité de l'image. Nous ne pouvons donc pas employer des diaphragmes trop petits et pratiquement le rayon du diaphragme d'objectif utilisé sera supérieur à la valeur optimale calculée.

III - PROFONDEUR DE CHAMP DE L'OBJECTIF

1 - Détermination de la profondeur de champ

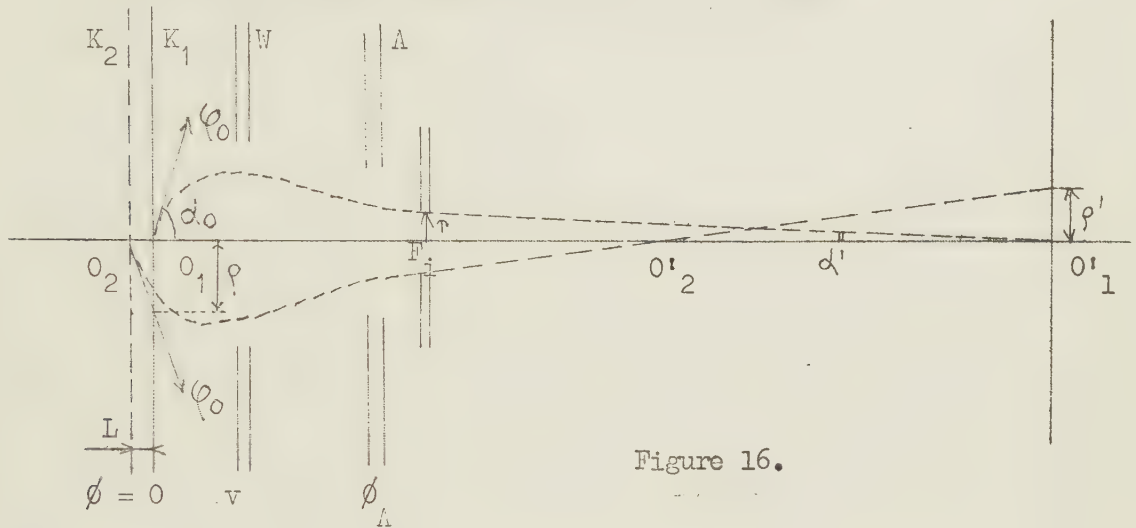


Figure 16.

La figure 16 représente un objectif à immersion à trois électrodes fonctionnant avec un diaphragme de rayon r tel que l'on puisse négliger l'aberration de diffraction.

Considérons l'émission du point O de la cathode situé sur l'axe optique du système. Lorsque la cathode est en position K_1 , l'image O'_1 est au point sur l'écran. Le diaphragme de rayon r limite à α_1 l'ouverture du faisceau dans l'espace-objet. La relation des sinus permet d'écrire :

$$\sqrt{\phi_0} \sin \alpha_0 = G \sqrt{\phi_A} \sin \alpha' = G \sqrt{\phi_A} \frac{r}{p'} = \sqrt{\phi_A} \frac{r}{f_i}$$

$$\text{d'où l'on tire : } \sin \alpha_0 = \sqrt{\frac{\phi_A}{\phi_0}} \frac{r}{f_i}$$

Si nous déplaçons la cathode de la position K_1 à la position K_2 d'une petite distance L , l'image du point O de la cathode se forme en O'_2 et nous observons sur l'écran un cercle de rayon ρ' .

Nous pouvons considérer que ce cercle est l'image d'un cercle de rayon ρ dans le plan de K_1 . Nous dirons que l'image reste au point si le cercle de rayon ρ a un diamètre inférieur ou égal au diamètre δ_c du cercle de résolution de l'objectif de diamètre $\delta = \delta_c$.

La condition limite : $\rho = \delta_c$ définit la latitude de mise au point L de l'objectif. La profondeur de champ P est telle que $P = 2 L$ car pour une position K_3 de la cathode symétrique de K_2 par rapport à K_1 l'image du point O aura encore un diamètre égal à δ_c .

La distance L étant petite, l'ouverture du faisceau dans l'espace-objet ne varie pas au cours du déplacement de K_2 en K_3 et nous pouvons écrire :

$$\operatorname{tg} \alpha_0 = \frac{\rho}{L} \quad \text{donc } L = \frac{\rho}{\operatorname{tg} \alpha_0} = \frac{\delta_c}{2 \operatorname{tg} \alpha_0} \quad \text{et} \quad P = \frac{\delta_c}{\operatorname{tg} \alpha_0}$$

$$\text{comme } \sin \alpha_0 = \sqrt{\frac{\phi A}{\phi_0} \frac{r}{f_i}} \quad \text{nous avons} \quad \operatorname{tg} \alpha_0 = \frac{\sqrt{\frac{\phi A}{\phi_0} \frac{r}{f_i}}}{\left[1 - \frac{\phi A}{\phi_0} \left(\frac{r}{f_i} \right)^2 \right]^{1/2}}$$

$$\text{Ainsi : } P = \frac{1,2 \frac{\phi A}{E_0} \left(\frac{r}{f_i} \right)^2}{\sqrt{\frac{\phi A}{\phi_0} \frac{r}{f_i}} \left[1 - \frac{\phi A}{\phi_0} \left(\frac{r}{f_i} \right)^2 \right]^{1/2}}$$

Pour un objectif donné il existe un rayon r_1 du diaphragme correspondant à une profondeur de champ maximale. Cette valeur r_1 est obtenue en écrivant $P'(r) = 0$ et nous trouvons :

$$r_1 = 0,7 f_i \sqrt{\frac{\phi_0}{\phi A}}$$

Remarquons que la profondeur de champ passe par un maximum pour cette valeur r_1 du rayon du diaphragme car cette profondeur de champ a été définie pour le pouvoir de résolution optimal.

Si nous nous fixons un certain pouvoir séparateur δ_{utile} (valeur que nous conservons lorsque r diminue), la profondeur de champ augmente continuellement lorsque l'ouverture du faisceau diminue.

Prenons comme exemple un objectif de distance focale $f_i = 20$ mm avec $\phi A = 20$ kV et un champ électrique E_0 de 5 kV/cm. Pour ce système nous trouvons $r_1 = 100 \mu$ ce qui détermine une profondeur de champ $P = 1,2 \mu$.

Si nous prenons un objectif plus convergent de distance focale $f_i = 7$ mm avec $\phi A = 20$ kV et $E_0 = 10$ kV par cm, nous obtenons $r_1 = 35 \mu$ et une profondeur de champ $P = 0,6 \mu$.

2 - Remarques

Une profondeur de champ importante offre la possibilité d'obtenir une reconstitution stéréographique de l'objet en prenant successivement deux photographies du même objet après avoir incliné son plan de quelques degrés de part et d'autre de l'axe. Le calcul précédent nous montre que la reconstitution stéréographique est possible en microscopie à émission, en utilisant des systèmes convenablement diaphragmés. Nous verrons à la fin de la deuxième partie de ce chapitre une autre méthode basée sur le déplacement du diaphragme d'objectif dans le plan focal.

DEUXIEME PARTIE

ETUDE ET REALISATION D'UN OBJECTIF A IMMERSION A TROIS ELECTRODES

Nous effectuons l'étude complète d'un objectif à immersion électrostatique à trois électrodes, utilisable dans un microscope ionique. Cet appareil a été mis au point dans notre laboratoire pour permettre l'analyse de phénomènes d'adsorption à la surface d'échantillons métalliques bombardés par des ions positifs. Pour obtenir sur l'écran d'observation une image de luminosité convenable avec un objet peu émissif, nous avons été amenés à réaliser un objectif à immersion de faible grandissement permettant d'atteindre cependant un pouvoir séparateur de l'ordre du micron:

Après avoir choisi les dimensions de l'objectif nous avons déterminé ses caractéristiques par un calcul approché et par des mesures à la cuve rhéographique ; ces résultats ont ensuite été vérifiés par une étude expérimentale directe.

L'objectif étudié est l'homologue dans le rapport 2, d'un objectif utilisé par MOLLENSTEDT (18). Les paramètres géométriques sont : $a_0 = 5,7$ mm, $b = 1$ mm, $c = 3,5$ mm et $R_1 = R_2 = 5$ mm, pour un fonctionnement à polarisation nulle du wehnelt ($\sigma = 0$) et une distance D de l'ordre de 550 mm.

I - DETERMINATION DE L'ABERRATION CHROMATIQUE

Dans la première partie de ce chapitre nous avons vu que si l'on connaît le champ électrique E_0 au voisinage de la cathode on peut déterminer l'aberration chromatique de l'objectif. La valeur de E_0 est obtenue à partir de la courbe donnant la variation du potentiel $\phi(z)$ sur l'axe de l'objectif.

1 - Calcul approximatif de $\phi(z)$ et de E_0

La méthode de superposition permet de donner la valeur du potentiel sur l'axe en fonction des paramètres de l'objectif.

Pour cela nous considérons le système total comme un ensemble de diaphragmes minces coaxiaux. Le potentiel $\phi(z)$ résultant est donné par une association linéaire des répartitions $\phi_i(z)$, correspondant à chaque diaphragme agissant seul.

Pour un objectif dont le wehnelt est à la même tension que la cathode, l'expression de $\phi(z)$ est (4) :

$$\phi(z) = \frac{\phi_A}{Kc} \left[(z + \beta) \operatorname{arc\,tg} \frac{z + \beta}{R_2} - (z - \beta) \operatorname{arc\,tg} \frac{z - \beta}{R_2} - (z + \alpha) \operatorname{arc\,tg} \frac{z + \alpha}{R_1} + (z - \alpha) \operatorname{arc\,tg} \frac{z - \alpha}{R_1} \right]$$

avec $\alpha = a_0 + b$ et $\beta = a_0 + b + c$

Les variations du potentiel sur l'axe de l'objectif sont représentées sur la courbe 1 de la figure 17.

Le champ E_0 à la surface de la cathode a donc comme valeur :

$$E_0 = \phi'(z=0) = \frac{2\phi_A}{Kc} \left[\frac{\frac{\beta}{R_2}}{1 + \left(\frac{\beta}{R_2}\right)^2} - \frac{\frac{\alpha}{R_1}}{1 + \left(\frac{\alpha}{R_1}\right)^2} + \operatorname{arc\,tg} \frac{\beta}{R_2} - \operatorname{arc\,tg} \frac{\alpha}{R_1} \right]$$

2 - Détermination de $\phi(z)$ par des mesures à la cuve rhéographique

a - Principe

Nous cherchons à déterminer expérimentalement la répartition du potentiel électrostatique dans l'objectif. La cuve rhéographique permet, par une méthode analogique, l'intégration de l'équation de Laplace :

$$\phi = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0$$

Il suffit de mesurer le potentiel électrique à la surface d'un liquide conducteur homogène dans lequel est plongé un modèle

de forme géométrique semblable à l'objectif. Le schéma de principe est représenté sur la figure 18. La méthode de mesure est une méthode de zéro.

b - Réalisation pratique

La cuve plane contenant l'électrolyte est en acier ; sa profondeur est de 20 cm et sa surface de $0,6 \text{ m}^2$; elle repose sur trois vérins qui permettent d'assurer l'horizontalité (figure a, planche II).

L'exploration de la surface du liquide se fait à l'aide d'une sonde formée d'un fil de platine de $1/10$ de mm environ. Le chariot portant la sonde peut se déplacer suivant deux directions perpendiculaires. Les électrodes de l'objectif, en duralumin ou en laiton, sont convenablement nettoyées et placées sur un bâti en plexiglass. Ces électrodes représentent la moitié d'un objectif agrandi 15 fois. L'électrolyte employé est de l'eau ordinaire dont la résistivité est égale à $2:500 \Omega \cdot \text{cm}$.

L'alimentation électrique est représentée sur la figure 19. Pour éviter des phénomènes de polarisation, nous appliquons entre les électrodes une tension alternative de fréquence 425 Hz et d'amplitude 2 volts. Les boîtes de résistance ont une valeur totale de $1,110 \Omega$.

Les capacités parasites inter-électrodes introduisent un déphasage entre la tension de référence et la tension de la sonde. Ce déphasage, mis en évidence sur l'écran d'un oscilloscope cathodique, est annulé à l'aide de condensateurs variables. L'oscilloscope est utilisé également pour obtenir un équilibre approximatif du pont. L'équilibre est ensuite réalisé à $3/10$ de millivolt près au moyen d'un millivoltmètre électronique (figure 19).

Pour différentes positions de la sonde le long de l'axe de la lentille, nous équilibrons le pont et notons directement la valeur du potentiel $\phi(z)$ (courbe 2, figure 17).

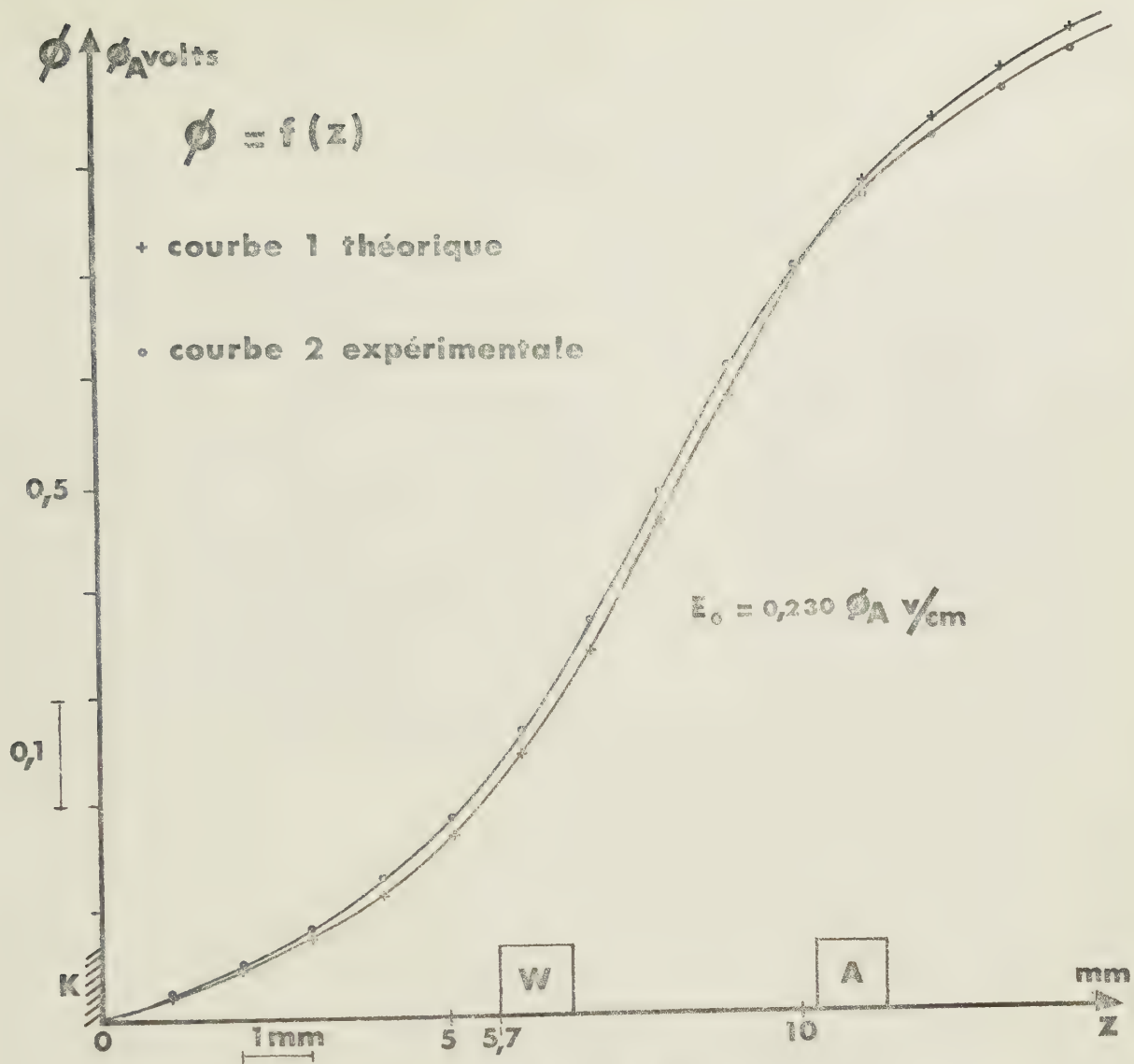


Fig. 17

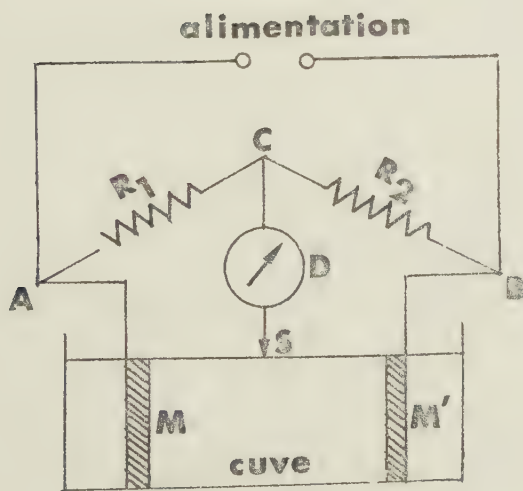


Fig. 18

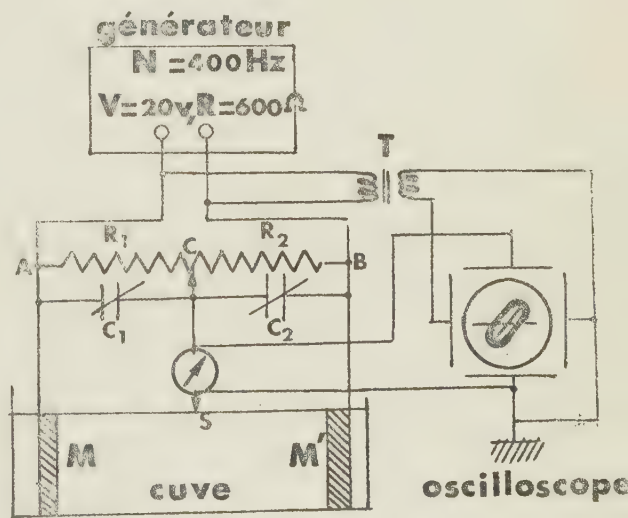
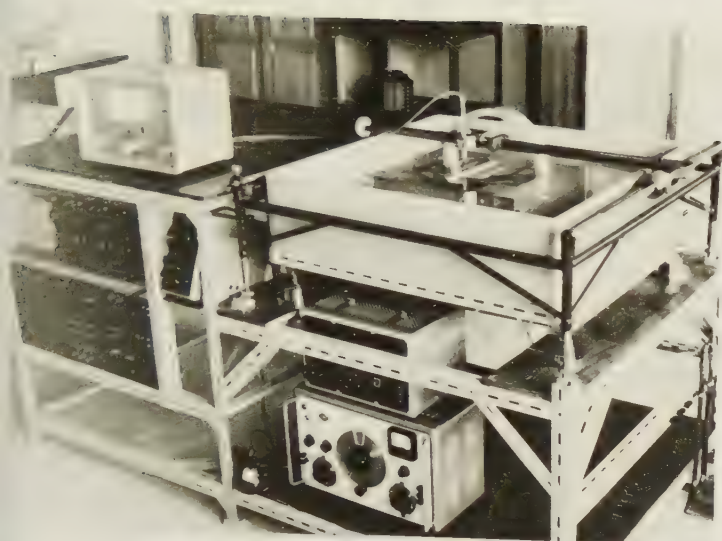


Fig. 19

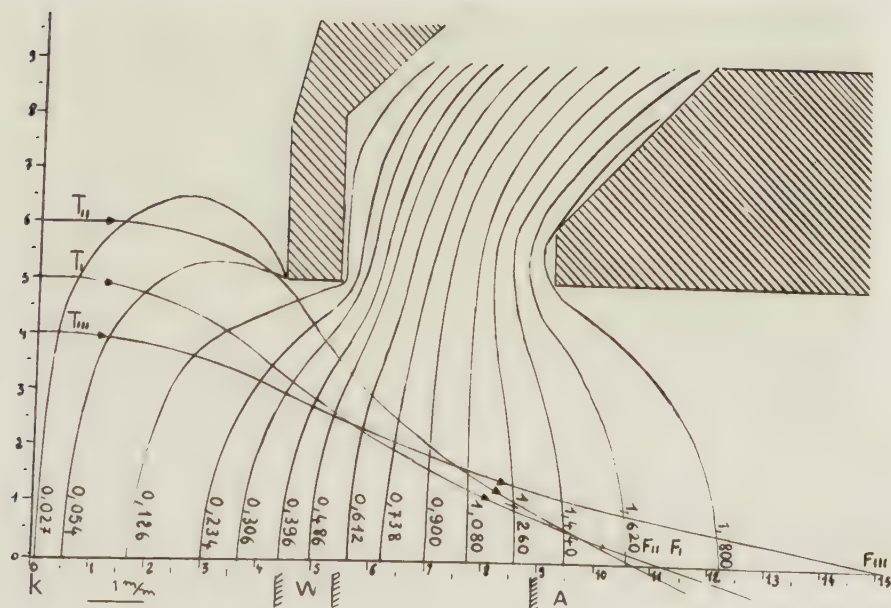
PLANCHE II



a



c



b

Ce système permet de résoudre les problèmes à deux dimensions et donne des mesures précises au voisinage immédiat de l'axe de l'objectif.

3 - Résultats

Les deux méthodes donnent des résultats équivalents, les courbes 1 et 2 étant pratiquement confondues.

Pour cet objectif à immersion nous obtenons un champ électrique $E_o = 0,230 \text{ } \phi A \text{ V/cm}$ ce qui détermine une aberration chromatique $\delta_c = 1,5 \mu$ pour une tension d'accélération $\phi A = 35 \text{ kV}$ et une énergie moyenne des particules secondaires $\phi_o = 1 \text{ ev}$.

II - DETERMINATION DES CARACTERISTIQUES DE L'OBJECTIF

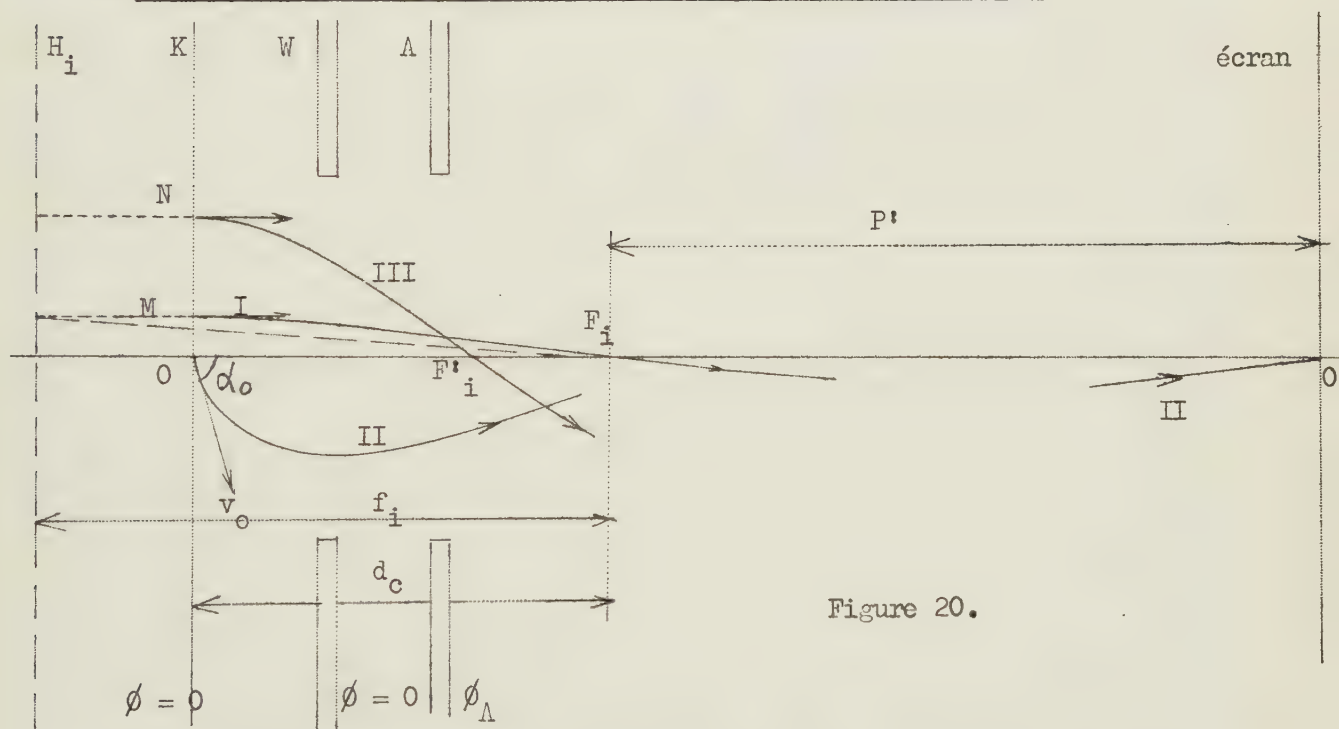


Figure 20.

Pour déterminer les caractéristiques essentielles de l'objectif il suffit de connaître trois trajectoires particulières (figure 20). Le tracé d'une trajectoire du type I, représentant le mouvement d'une particule quittant perpendiculairement la cathode en un point M très proche de l'axe optique, permet de

donner la position du foyer image F_i et du plan principal image H_i et de préciser la distance cathode-cross-over d_c et la distance focale image f_i de l'objectif.

Le tracé d'une trajectoire du type II représentant le mouvement d'une particule d'énergie φ_0 quittant la cathode au centre optique O sous un angle α_0 permet de déterminer la distance p entre le foyer image F_i de l'objectif et l'écran d'observation dans les conditions normales de fonctionnement.

Le tracé d'une trajectoire du type III représentant le mouvement d'une particule quittant perpendiculairement la cathode en un point N éloigné de l'axe optique, permet de déterminer le coefficient d'aberration sphérique de l'objectif. Cette trajectoire marginale coupe l'axe optique en un point F'_i .

La construction des trajectoires I et II voisines de l'axe nécessite la seule détermination du potentiel $\phi(z)$ sur l'axe optique alors que la construction d'une trajectoire du type III nécessite la détermination d'un réseau assez complet de courbes équipotentielles dans un plan méridien de l'objectif (figure b, planche II).

1 - Méthodes de tracé des trajectoires

Le tracé général d'une trajectoire se fait point par point en considérant les conditions imposées au niveau de chaque courbe équipotentielle, la précision de la construction étant fonction du nombre de lignes équipotentielles considérées.

Les méthodes de construction sont différentes suivant la valeur de l'angle α que fait le rayon incident avec la normale à la courbe équipotentielle au point considéré (19):

- si cet angle est important et a une valeur comprise entre 90° et 35° environ, la trajectoire entre deux courbes équipotentielles voisines peut être considérée comme parabolique.

- Si l'angle est plus faible (de 20° à 35° environ), nous assimilons la trajectoire à un arc de cercle.

- Pour de très petits angles la trajectoire est pratiquement linéaire.

Une trajectoire quelconque pourra donc être formée d'une succession de segments de droite, d'arcs de cercle et de portions de parabole.

a - Méthode de la parabole

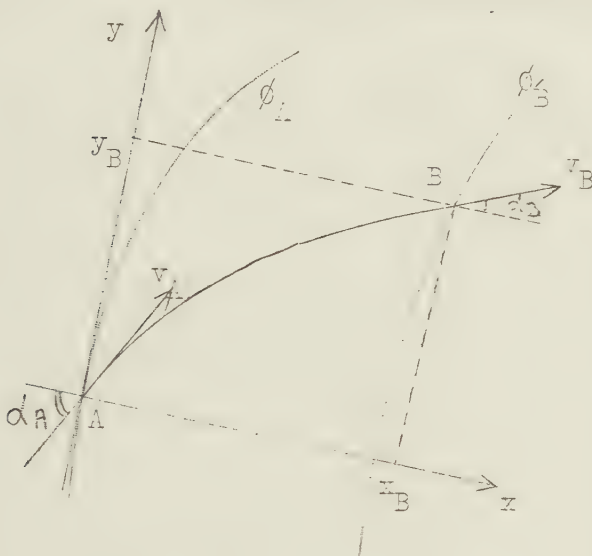


Figure 21.

Considérons sur la figure 21 une particule quittant le point A de l'équipotentielle ϕ_A , avec une vitesse v_A faisant un angle α_A avec la normale Ax à l'équipotentielle.

Dans la région comprise entre l'équipotentielle ϕ_A et l'équipotentielle ϕ_B , le champ électrique est uniforme et égal à E_{AB} . La trajectoire de la particule est donc parabolique.

Dans le système de coordonnées (x A y) nous déterminons l'équation de la parabole en résolvant le système :

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = - e E_{AB}$$

qui donne :

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = 0$$

$$x = \frac{e E_{AB}}{2 m v_A^2 \sin^2 \alpha_A} y^2 + \cotg \alpha_A y$$

Au point B où la particule coupe l'équipotentielle ϕ_B on a $x = x_B$ et y_B est donné par l'équation :

$$\frac{e E_{AB}}{2 m v_A^2 \sin^2 \alpha_A} y_B^2 + \cotg \alpha_A y_B = x_B$$

L'angle α_B que fait la tangente en B à la trajectoire avec l'axe Ax est donné par la relation : $\cotg \alpha_B = \left(\frac{dx}{dy} \right)_{y_B}$

donc
$$\cotg \alpha_B = \frac{e E_{AB}}{m v_A^2 \sin^2 \alpha_A} y_B + \cotg \alpha_A$$

Nous pouvons ainsi contruire la trajectoire parabolique de la particule mais nous verrons que cette méthode n'est pratiquement employée qu'au voisinage de la cathode où l'on a :

$\frac{1}{2} m v_A^2 = \frac{1}{2} m v_0^2 = e \phi_0$. Il existe aussi une construction graphique de cette trajectoire parabolique. Nous utiliserons deux méthodes graphiques en assimilant la trajectoire de la particule soit à un arc de cercle, soit à un segment de droite.

b - Méthodes graphiques

- Si l'angle α_A que fait la trajectoire incidente avec

la normale à la courbe équipotentielle est de l'ordre de 30° environ, on peut considérer que la trajectoire entre deux lignes équipotentielles voisines est un arc de cercle dont nous calculons le rayon R (figure 22).

Si $\vec{E}_n$ est la composante du champ dans la direction perpendiculaire au mouvement, l'équation du mouvement s'écrit :

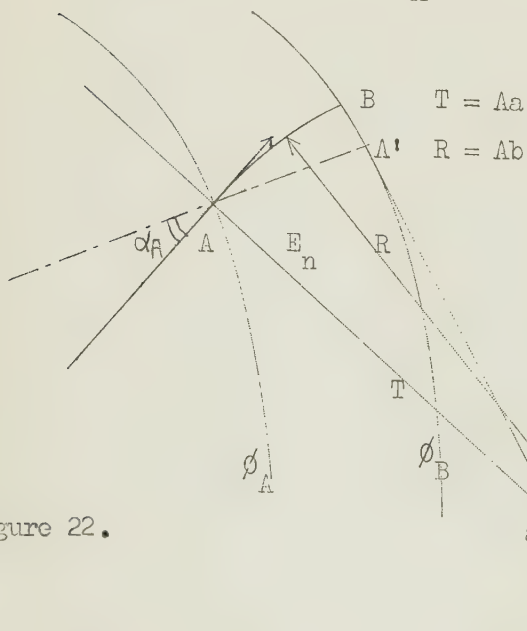


Figure 22.

$$\frac{m v_A^2}{R} = - e E_n \quad \text{avec} \quad E_n = \frac{\phi_A - \phi_B}{T}$$

T est la distance entre le point A d'incidence sur l'équipotentielle ϕ_A et l'intersection a de la normale à la trajectoire en A avec la tangente au point A' de l'équipotentielle ϕ_B .

Or l'énergie cinétique moyenne de l'électron entre ϕ_A et ϕ_B est : $m v_A^2 = 2 e \phi$ avec $\phi = \frac{\phi_A + \phi_B}{2}$

$$\text{d'où} \quad R = - \frac{2 \phi}{E_n} = \frac{\phi_B + \phi_A}{\phi_B - \phi_A} T$$

- Si l'angle α_A est faible, nous admettons que le potentiel, entre deux lignes équipotentiellles ϕ_A et ϕ_B , est constant et égal à $\frac{\phi_A + \phi_B}{2}$ (figure 23) ; c'est-à-dire que cet espace est constitué par un milieu homogène d'indice :

$$n_{AB} = \sqrt{\frac{\phi_A + \phi_B}{2}}$$

Les surfaces équipotentiellles sont alors des surfaces de réfraction et les trajectoires sont composées d'une succession de segments de droite.

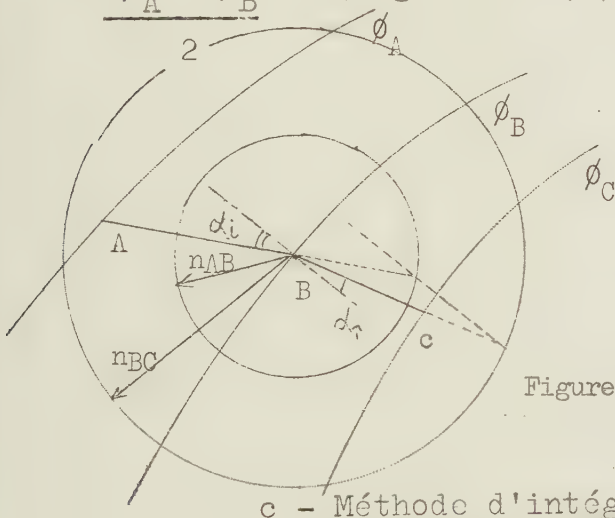


Figure 23.

c - Méthode d'intégration numérique. Méthode de Gans (20)

Il faut connaître la répartition du potentiel sur l'axe du système optique $\phi = f(z)$. Nous remplaçons alors la courbe $\phi(z)$ par une ligne brisée formée de segments de droite (figure 24), et nous intégrons l'équation différentielle de la trajectoire dans chaque intervalle et au point anguleux.

L'équation différentielle de la trajectoire d'une particule paraxiale est :

$$\sqrt{\phi} \frac{d}{dz} \left(\sqrt{\phi} \frac{dr}{dz} \right) = - \frac{1}{4} r \phi''$$

Dans chaque intervalle tel que AB, le champ est constant donc $\phi'' = 0$ et l'équation de la trajectoire devient :

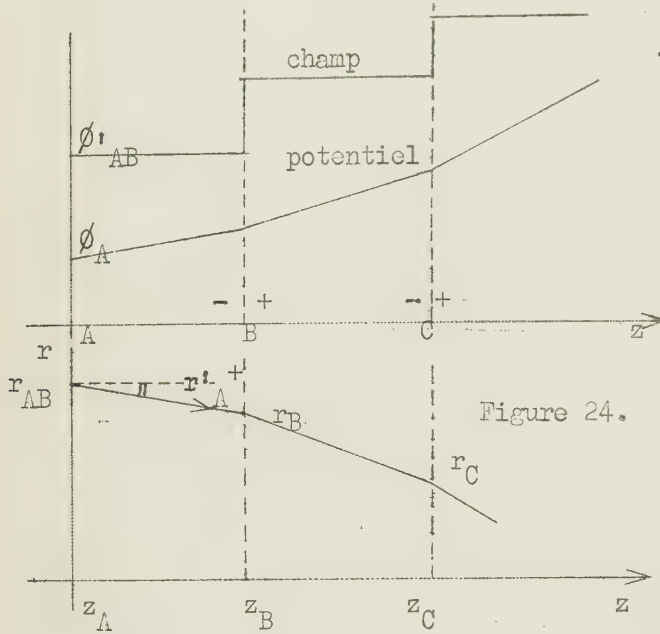


Figure 24.

$$\frac{d}{dz} \left(\sqrt{\phi} \frac{dr}{dz} \right) = 0$$

En intégrant nous obtenons :

$$\sqrt{\phi} \frac{dr}{dz} = \text{constante} = C_{AB}$$

ce qui donne au point B :

$$r_B = r_A + \frac{2 C_{AB}}{\phi'_{AB}} (\sqrt{\phi_B} - \sqrt{\phi_A})$$

Au point B, $\frac{dr}{dz}$ subit une discontinuité, c'est-à-dire que, au voisinage et de part et d'autre de B, ϕ varie peu alors que ϕ' varie beaucoup. L'équation de la trajectoire d'une particule paraxiale devient au voisinage de B ($\phi = \phi_B$, $r = r_B$) :

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{dr}{dz} \right) = - \frac{1}{4 \phi_B} r_B \phi''$$

$$\text{soit en intégrant : } \left(\frac{dr}{dz} \right)_B^+ - \left(\frac{dr}{dz} \right)_B^- = - \frac{r_B}{4 \phi_B} (\phi'_{BC} - \phi'_{AB})$$

Connaissant les conditions initiales au point A d'abscisses z_A :

$$r_A \text{ et } \left(\frac{dr}{dz} \right)_A^+ = r'_A^+, \text{ on calcule : } C_{AB} = \sqrt{\phi_A} r'_A^+$$

$$\text{puis } r_B = r_A + \frac{2 C_{AB}}{\phi'_{AB}} (\sqrt{\phi_B} - \sqrt{\phi_A}) \text{ et } r'_B^- = \frac{C_{AB}}{\sqrt{\phi_B}}$$

$$\text{et enfin : } r'_B^+ = r'_B^- + \frac{\phi'_{AB} - \phi'_{BC}}{4 \phi_B} r_B$$

Nous obtenons alors les conditions initiales au point B : r_B et r'_B^+ , et nous pouvons continuer la construction dans l'intervalle suivant BC.

2 - Conditions d'emploi de ces méthodes

Les méthodes graphiques et la méthode d'intégration numérique peuvent être utilisées pour la construction d'une trajectoire du type I, mais la méthode de Gans plus précise est employée de préférence. Nous utilisons la méthode de la parabole pour déterminer la partie initiale d'une trajectoire II. Quand l'angle α devient faible, la construction est terminée en utilisant la méthode d'intégration numérique. Enfin nous utilisons les méthodes graphiques pour la construction d'une trajectoire du type III.

La précision des méthodes de construction dépend du nombre d'intervalles choisis. Pour la méthode de Gans nous prenons un plus grand nombre d'intervalles dans l'espace cathode-wehnelt où les électrons sont encore animés de faibles vitesses. De même pour les méthodes graphiques, nous effectuons de nombreuses mesures dans cette première partie de l'objectif. Par exemple pour avoir une précision convenable, l'intervalle entre deux lignes équipotentielles est dans cette première partie, environ de $1/100 \phi_A$ (ϕ_A étant le potentiel de l'anode) ; à la sortie de l'objectif cet intervalle peut atteindre $1/10 \phi_A$.

3 - Résultats

a - Points cardinaux de l'objectif

- Trajectoire du type I

Nous utilisons uniquement la méthode d'intégration numérique. Puisque la particule a une vitesse initiale perpendiculaire à la cathode nous avons $r'_0 = 0$, nous prendrons d'autre part r_0 arbitrairement, la détermination étant d'autant plus précise que r_0 est plus petit (rayon paraxial).

La tension d'anode est : $\phi_A = 20 \text{ kV}$.

Les résultats obtenus à la cuve rhéographique sont rassemblés dans le tableau suivant :

z_{mm}	0,5	1	1,5	2	3	4	5	6	8	10	12	14
ϕ_{kV}	0,26	0,48	0,66	0,98	1,66	2,64	3,64	5,32	9,6	14,12	16,88	18,4

Ainsi nous obtenons :

Conditions initiales.

$$z_{01} \begin{cases} r_{01} = 1 \\ r_{01}^{'+} = 0 \end{cases}$$

Conditions à l'abscisse 15mm

$$z_{15,16} \begin{cases} r_{15,16} = 0,16 \\ r_{15,16}^{'-} = 0,035 \end{cases}$$

A l'abscisse 15 mm les particules ont presque leur énergie maximale ($\simeq 20$ kev). La trajectoire est alors rectiligne. Nous obtenons la distance focale image et la distance cathode-cross-over de l'objectif considéré :

$$d_c = 19,6 \text{ mm et } f_i = 24 \text{ mm}$$

Le plan principal image se trouve à 4,4 mm en arrière de la cathode.

- Trajectoire du type II

Nous déterminons la trajectoire d'une particule quittant le centre de la cathode sous un angle de 45° avec la normale à la surface et avec une énergie $\phi_0 = 1$ ev.

les conditions initiales sont :

$$z_{01} \begin{cases} r_{01} = 0 \\ r_{01}^{'+} = 45^\circ \end{cases} \quad \phi_0 = 1 \text{ ev}$$

Le début de la trajectoire est parabolique. Jusqu'à l'abscisse $z = 4\text{ mm}$ nous décomposons la courbe $\phi = f(z)$ en 6 segments de droite.

Dans chacune de ces six portions où le champ électrique est uniforme nous appliquons la méthode de la parabole en considérant la réfraction en chaque point anguleux.

- A l'abscisse $z = 4\text{ mm}$, l'angle d'incidence α est faible et nous continuons la construction par la méthode d'intégration numérique.

- A l'abscisse $z = 12\text{ mm}$, les trajectoires sont parallèles donc rectilignes.

Conditions finales à l'abscisse $z = 12\text{ mm}$: $z_{12,13} \left\{ \begin{array}{l} r_{12,13} = 0,125\text{ mm} \\ r'_{12,13} = -0,00025\text{ rad} \end{array} \right.$

Nous déterminons la position de l'écran d'observation :

$p' = F_i$ $O' = 500\text{ mm}$ et comme $f_i = 24\text{ mm}$ le grandissement est :

$$G = \frac{p'}{f_i} \quad \text{soit} \quad G = 21$$

Le plan principal objet se trouve à $0,125\text{ mm}$ devant la cathode.

Nous avons : $\frac{f_o}{f_i} = +\sqrt{\frac{\phi_o}{\phi_A}}$ avec $\phi_A = 35\text{ kV}$

donc $f_o = 0,120\text{ mm} = \overline{F_o O}$

$$p = \overline{F_o B} = \frac{f_i f_o}{p'} = 6 \cdot 10^{-3}\text{ mm}$$

Nous avons vu que l'objet AB se trouvait derrière la cathode à une distance très petite. Nous ne pouvons pas donner la valeur précise de cette distance mais son ordre de grandeur qui est de quelques microns environ.

b - Aberration sphérique de l'objectif

Nous utilisons uniquement les méthodes graphiques de construction.

La trajectoire marginale III coupe l'axe optique en F'_i et la trajectoire paraxiale I coupe l'axe au foyer image F_i ,

plus éloigné de la cathode que F'_i (figure 25).

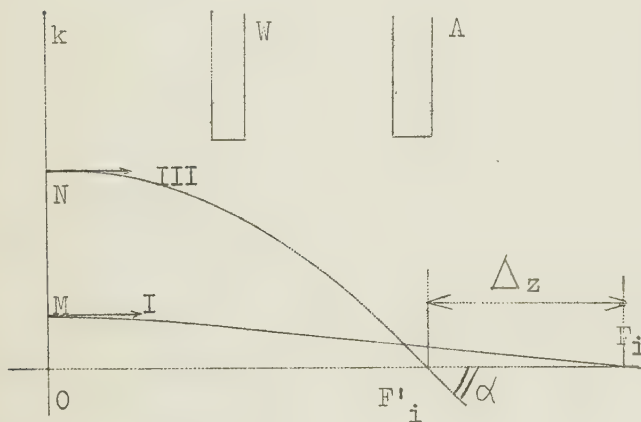


Figure 25.

L'aberration sphérique longitudinale est donnée par $\Delta z = C_1 \alpha^3$
 C_1 est le coefficient d'aberration sphérique de l'objectif et α l'angle que fait la trajectoire III avec l'axe dans l'espace image.

Pour l'objectif étudié à la cuve, nous avons trouvé pour une dis-

tance focale image f_i de 24 mm, une valeur de Δz de 5mm. L'angle α pour valeur : $\alpha = 2.10^{-1}$ rd.

donc : $C_1 = 625$ mm

Nous aurons donc une tache d'aberration sphérique de diamètre :

$$\delta_s = 2 C_1 \gamma^3 \text{ pour un pinceau de demi-ouverture } \gamma$$

pénétrant dans l'objectif. Si nous considérons l'objectif comme une lentille mince nous avons :

$$\gamma = \sqrt{\frac{\phi_0}{\phi_A}} \text{ avec } \phi_0 = 1 \text{ ev et } \phi_A = 35 \text{ kV } \gamma = 5,4.10^{-3} \text{ rd}$$

Nous déterminons donc l'aberration sphérique de l'objectif à immersion :

$$\delta_s = 0,15 \mu$$

Dans les mêmes conditions, la limite de résolution chromatique est de $1,5 \mu$, nous pouvons donc négliger l'aberration sphérique devant l'aberration chromatique.

4 - Influence de la forme du wehnelt sur les caractéristiques de l'objectif

En microscopie par émission secondaire, il est utile de pouvoir donner au wehnelt une forme tronconique permettant le bombardement de l'objet sous incidence oblique. Nous avons étudié par des mesures à la cuve rhéographique l'influence de cette modification géométrique sur les caractéristiques de l'objectif à immersion.

Partant d'une électrode plane nous avons incliné progressivement les bords du wehnelt à 1mm environ du bord du trou (figure 26).

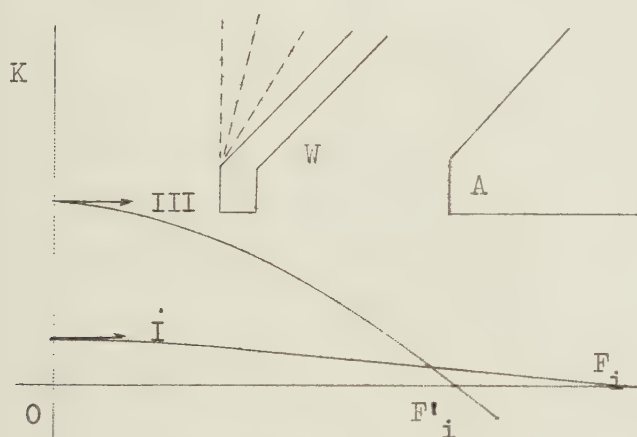


Figure 26.

Nous n'avons pas observé de modifications pour les trajectoires du type I et II. Ainsi les points cardinaux de l'objectif restent les mêmes.

D'autre part les variations de l'inclinaison n'entraînent aucune modification de la valeur du champ électrique E_0 sur l'axe. L'aberration chromatique de l'objectif est donc inchangée.

Par contre, les trajectoires marginales du type III sont modifiées et le coefficient d'aberration sphérique augmente légèrement quand l'inclinaison augmente.

III - ETUDE EXPERIMENTALE DIRECTE DE L'OBJECTIF

Pour l'étude expérimentale nous avons réalisé un modèle comportant des électrodes en laiton et des parties isolantes en afcodur. La figure 27 représente en coupe la tête du microscope expérimental monté avec le canon à ions gazeux.

Le modèle définitif de l'objectif qui sera utilisé dans un microscope fonctionnant sous très haut vide comportera des électrodes en acier inoxydable et les parties isolantes seront en verre, afin de permettre un dégazage à une température de 150° C environ (figure c, planche II).

1 - Détermination des caractéristiques essentielles de l'objectif

a - Courbe de mise au point

La courbe $a = f(\sigma)$ est la courbe de mise au point (figure 28) Nous la déterminons expérimentalement pour des polarisations négatives du wehnelt.

L'objet est une surface de laiton rayée. Le contraste de l'image est dû au relief de l'échantillon.

Sur la courbe de mise au point nous vérifions que la valeur a_0 pour l'objectif fonctionnant à polarisation nulle du wehnelt ($\sigma = 0$) est : $a_0 = 5,7 \text{ mm}$ lorsque $D = \text{constante} = 540 \text{ mm}$.

b - Grandissement

Pour la mesure du grandissement il suffit de faire l'image d'une grille de pas x connu. Nous fixons sur la cathode une grille de cuivre dont les fils, de largeur 40μ , sont distants de 293μ . Ainsi $x_{\text{réel}} = 293 + 40 = 333 \mu$ et nous mesurons sur une photographie :

$$x_{\text{ph}} = 83 \text{ mm}$$

Nous calculons ainsi le grandissement : $G = \frac{8.300}{333}$

soit $G = 25$

c - Position du cross-over et distance focale

La position du cross-over, sensiblement confondue avec le foyer image de l'objectif, peut être déterminée en examinant, sur l'écran d'observation, l'ombre portée d'une grille placée dans le corps de l'anode à une certaine distance de l'objet (figure 29).

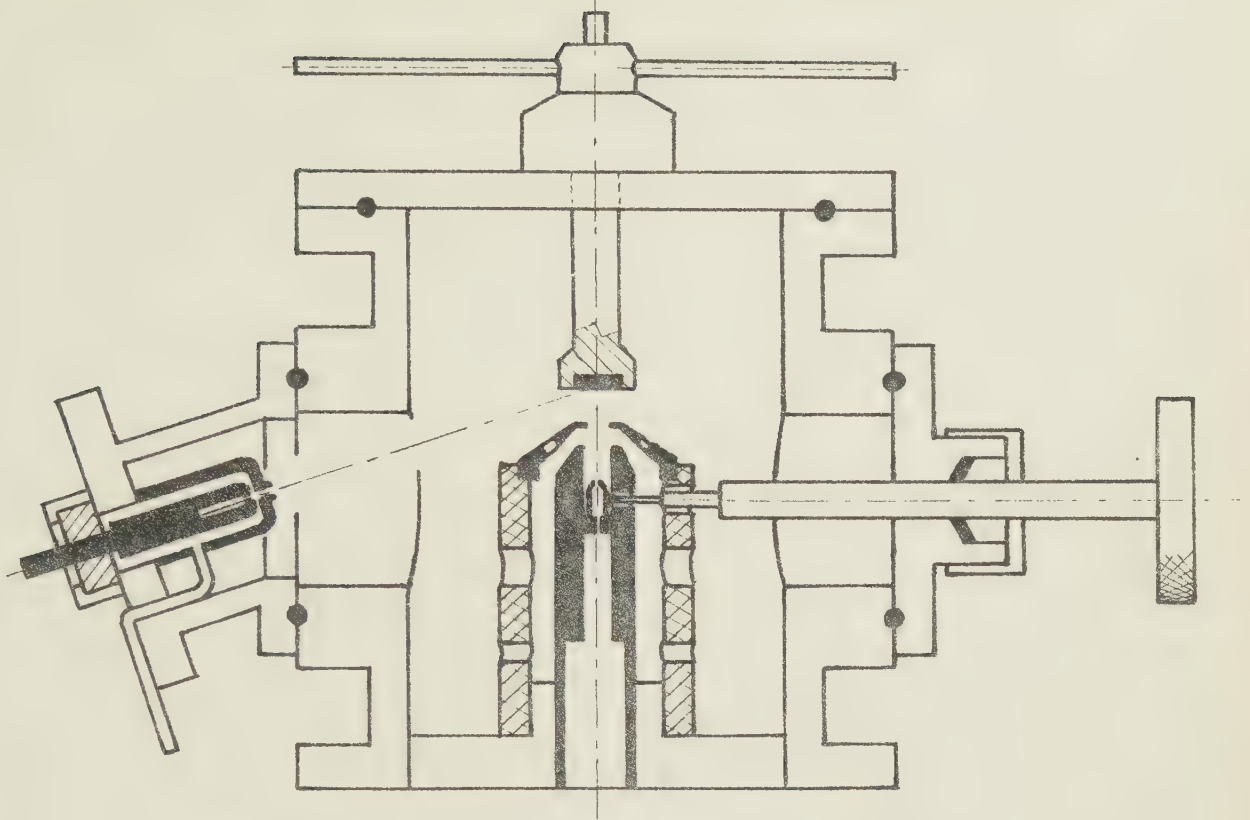


Fig.27 Détail de la tête du microscope

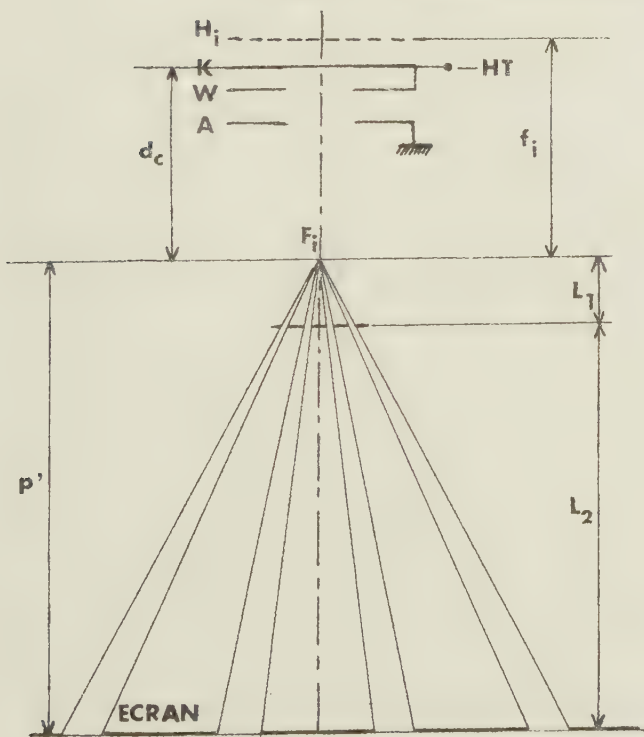


Fig.29

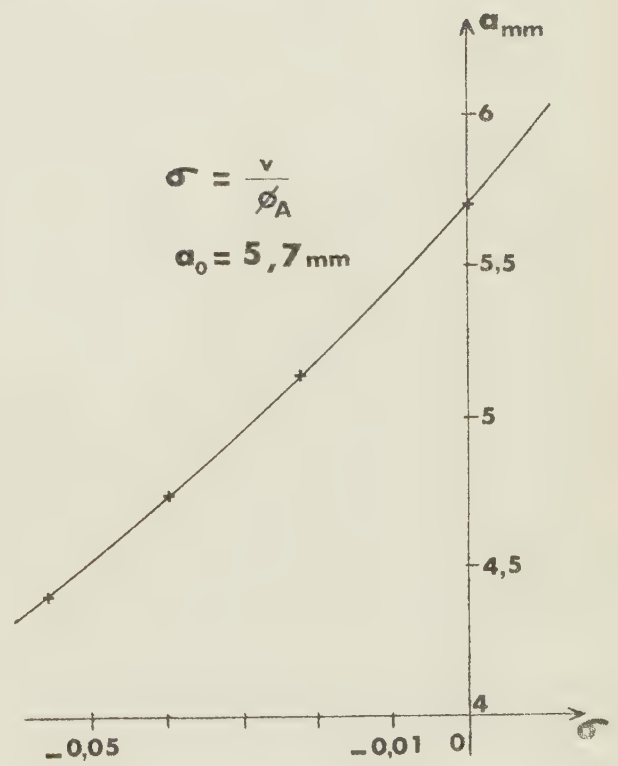


Fig.28

Lorsque l'image de la cathode est au point sur l'écran, nous observons en surimpression l'ombre portée de la grille. En mesurant le grandissement linéaire g de la grille et connaissant la distance l_2 nous déterminons la distance l_1 entre la grille et le foyer image.

La distance d_o est donnée par la différence entre la distance objet-écran et la somme $(l_1 + l_2)$. Nous obtenons : $d_e = 18 \text{ mm}$

La distance focale image est donnée par :

$$f_i = \frac{p'}{g} \quad (\text{figure 29}). \text{ Nous avons } p' = l_1 + l_2 = 527 \text{ mm}$$

$$\text{donc : } f_i = \frac{527}{25} \quad f_i = 21 \text{ mm}$$

Le plan principal image H_i est situé à une distance de 3 mm en arrière de la cathode.

Nous obtenons donc des résultats qui concordent avec ceux obtenus précédemment d'après les mesures à la cuve rhéographique.

2 - Etude de l'influence d'un diaphragme sur la résolution de l'objectif.

a - Réglage de la position du diaphragme

A l'emplacement du cross-over nous plaçons un diaphragme dont le diamètre est de 120μ . Le centrage s'effectue par déplacement suivant deux directions perpendiculaires. Le dispositif de centrage comporte un ressort de rappel et une pièce de guidage qui permet un déplacement parallèle à l'objet (figure 27).

b - Pouvoir séparateur théorique de l'objectif

Avec ce diaphragme de 60μ de rayon, l'image reste suffisamment lumineuse et nous pouvons négliger l'aberration de diffraction.

Le pouvoir séparateur théorique de l'objectif est donc égal à :

$$\delta_{\text{théo}} = \delta_c = 1,2 \frac{\frac{\phi}{A}}{E_o} \left(\frac{r}{f_i} \right)^2$$

Nous trouvons pour cet objectif :

$$\delta_{\text{théo}} \simeq 0,5 \mu$$

c - Influence du diaphragme sur la netteté des images

La photographie a de la planche III représente l'image électronique d'une surface de laiton rayée obtenue avec l'objectif fonctionnant sans diaphragme. En utilisant un diaphragme de 120μ de diamètre nous avons obtenu la photographie b (planche III). Nous remarquons l'amélioration sensible du contraste et du pouvoir séparateur.

Quand nous déplaçons le diaphragme dans un plan perpendiculaire à l'axe nous obtenons une image floue et peu intense, caractéristique d'un décentrage du diaphragme (photographie c, planche III). Lorsque le diaphragme est centré l'image est nette et son éclairement est maximal.

Dans le paragraphe suivant nous allons étudier l'influence de la position du diaphragme sur le contraste d'une image en microscopie à émission.

V - MODIFICATION DU CONTRASTE DANS UN OBJECTIF DIAPHRAGME

1 - Influence de la tension d'accélération

Nous avons observé expérimentalement que le contraste de l'image de la surface d'un échantillon métallique s'inverse pour une variation importante de la tension d'accélération. Ce phénomène est dû à la variation de l'angle d'incidence du faisceau primaire sur l'objet et à une modification de la sélection énergétique des particules secondaires par le diaphragme. Nous avons vu en effet, dans le chapitre II que l'énergie φ_0 et l'angle de sortie des particules étaient liées par la relation : $\varphi_0 = \frac{K}{\sin^2 \alpha_0}$

avec : $K = \phi_A \left(\frac{r}{f_i} \right)^2$.

Une variation de ϕ_A entraîne donc une modification dans la répartition énergétique des particules secondaires et le contraste de l'image peut être modifié.

2 - Influence de la position du diaphragme

Sous un bombardement corpusculaire oblique, nous avons observé, comme précédemment, pour de petits déplacements du diaphragme dans le plan focal, une inversion de contraste de l'image.

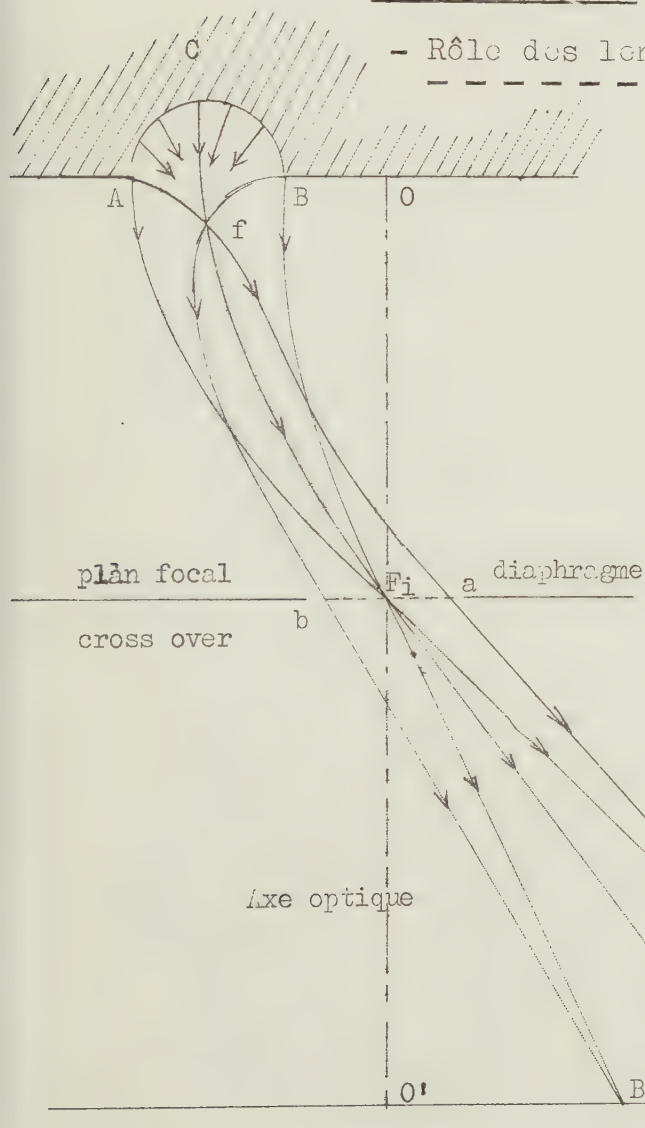
a - Mise en évidence du phénomène

Nous avons utilisé l'objectif étudié précédemment avec un diaphragme de 120μ de diamètre.

Les photographies d et e (planche III), représentent la même région de l'objet. Entre ces deux images le diaphragme a été déplacé de 50μ environ. Nous remarquons des différences très nettes de contraste, sur certains défauts le contraste s'inverse tandis que des irrégularités du relief masquées dans un cas apparaissent dans l'autre. Nous allons essayer d'interpréter ce phénomène.

b - Interprétation

- Rôle des lentilles élémentaires



Considérons à la surface de l'objet une cavité hémisphérique que nous avons représentée sur la figure 30 par le demi cercle $\widehat{ACB}$. Ce défaut forme une lentille élémentaire convergente de foyer image f . Les particules qui quittent les points A, B et C de l'objet, parallèlement à l'axe optique ont des trajectoires qui coupent cet axe en F_i , foyer image de l'objectif. Soient A', B' et C' les points images de A, B et C.

Toutes les particules quittant la partie $\widehat{AC}$ du défaut, convergent en f et leurs trajectoires coupent le plan du cross-over entre F_i et a.

Figure 30.

Les trajectoires des particules quittant l'autre partie CB du défaut, passent au niveau du cross-over entre F_i et b.

Si nous déplaçons le diaphragme de façon à intercepter la partie F_i du faisceau, l'éclairement de l'image dans la partie

C'A' est pratiquement nul, l'image du défaut est représentée schématiquement par le dessin a de la figure 31.

Si le diaphragme arrête au contraire la partie F_i b du faisceau nous obtenons l'image b et le contraste est bien inversé.

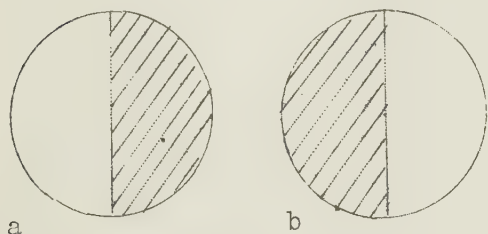


Figure 31.

- Action simultanée des microlentilles et de l'ombrage

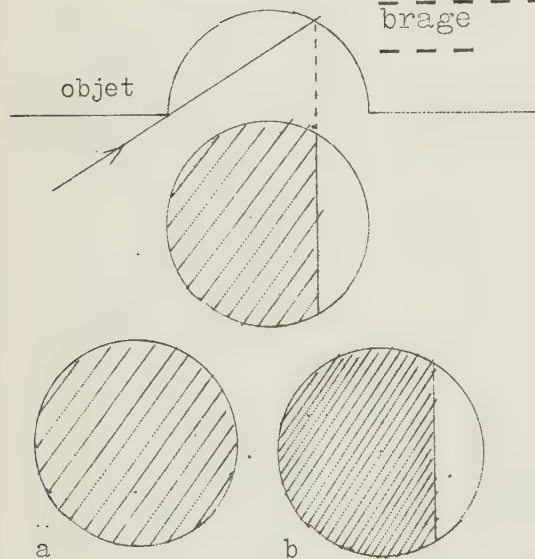


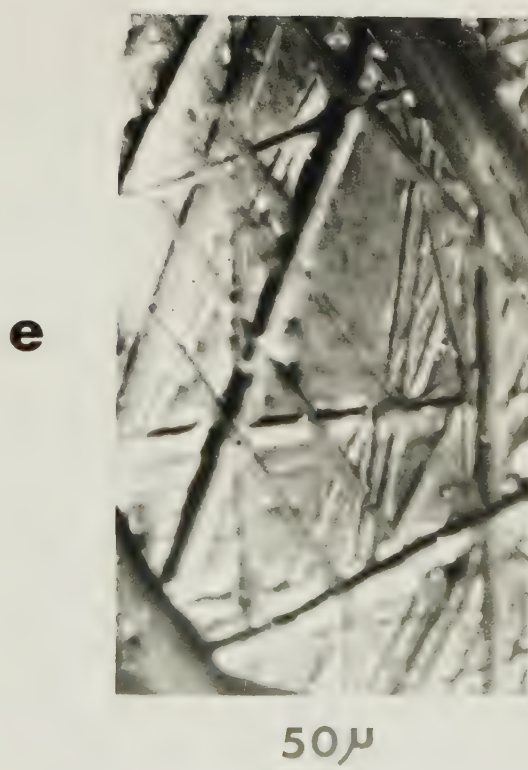
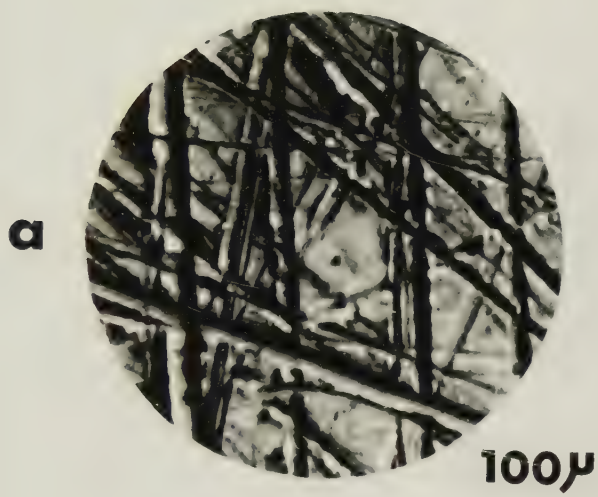
Figure 32.

Si nous négligeons l'effet des lentilles élémentaires, pour un bombardement d'incidence donnée, le contraste est pratiquement indépendant de la position du diaphragme (figure 32). En tenant compte des deux effets nous constatons que le bombardement corpusculaire oblique atténue le phénomène d'inversion de contraste dû aux microlentilles. Les images a et b de la figure 32 correspondent dans ce cas aux images a et b de la figure 31.

c - Application à la photographie stéréoscopique

Nous avons vu, en étudiant la profondeur de champ d'un objectif convenablement diaphragmé, qu'en inclinant l'objet de quelques degrés autour de l'axe optique, on réalise des photographies stéréoscopiques (21).

PLANCHE III



La reconstitution stéréographique est aussi possible par déplacement du diaphragme (22). Il suffit de réaliser deux photographies de la même plage d'un objet en déplaçant, entre les deux prises de vues, le diaphragme de quelques microns dans le plan du cross-over.

Le relief de l'objet apparaît en examinant les photographies au moyen d'une lunette stéréoscopique.

d - Conclusions

Dans un échantillon polycristallin, nous avons remarqué que le contraste entre les différents cristaux était fortement influencé par la position du diaphragme (vitesses et angles d'émission différents). Ainsi le contraste d'une image d'émission est fonction dans la plupart des cas, du rayon du diaphragme et de sa position dans le plan focal image.

Avec un objectif à immersion diaphragmé, il convient donc de prendre certaines précautions pour interpréter les images obtenues, et ceci particulièrement lorsqu'on veut calculer le coefficient d'émission à partir de mesures densitométriques.

TROISIEME PARTIE

ETUDE D'UN OBJECTIF "ANODE-DIAPHRAGME"

I -INTRODUCTION

Nous avons vu que le pouvoir séparateur de l'objectif à trois électrodes est inversement proportionnel au champ électrique E_0 au voisinage de la cathode. Pour obtenir un bon pouvoir séparateur il faut un champ important donc un objectif de petites dimensions. On est alors limité par les décharges qui peuvent se produire à la surface des électrodes et qui apparaissent pour un champ de l'ordre de 150 kV/cm.

Considérons les courbes de la figure 33 représentant, en fonction du rayon R_1 du wehnelt, les variations du champ E_0 et des dis-

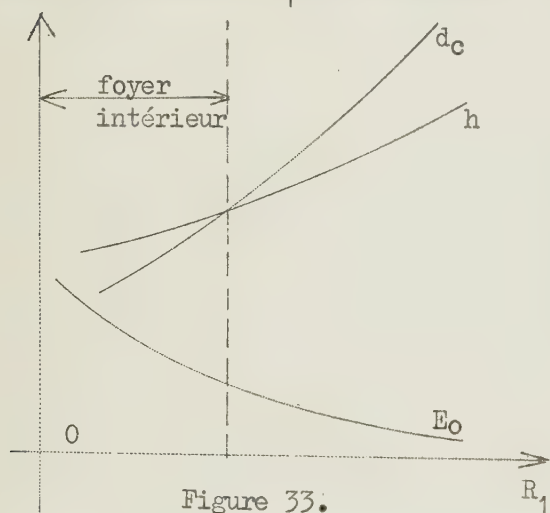


Figure 33.

tances d_c et h de la cathode au foyer image et à l'anode. Nous constatons que pour obtenir un champ électrique important il faut que d_c soit inférieur à h c'est-à-dire que le foyer image doit être à l'intérieur de la lentille. Dans ce cas il est impossible de placer un diaphragme au foyer image sans modifier considérablement la topographie du champ électrique. A la limite nous pouvons utiliser un diaphragme lorsque le foyer

se trouve au niveau de l'anode.

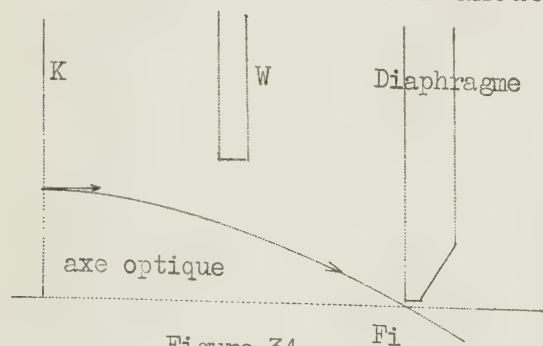


Figure 34.

Si on remarque encore que le champ électrique E_0 augmente lorsque le diamètre de l'anode diminue (4), une solution évidente consiste à utiliser le diaphragme lui-même comme anode. Nous avons réalisé un tel objectif "anode-diaphragme" (figure 34).

II - CHOIX DES PARAMETRES GEOMETRIQUES

Pour une tension d'accélération $\phi_A = 30$ kV, et pour éviter les claquages, la distance c entre le wehnelt et l'anode doit être supérieure à 2 mm.

Nous avons choisi : $c = 2,2$ mm

Pour obtenir une rigidité mécanique suffisante du wehnelt son épaisseur est égale à : $b = 0,4$ mm.

Nous choisissons la distance a_0 de la cathode au wehnelt aussi petite que possible pour obtenir un champ important, mais suffisante pour permettre un bombardement convenable de l'objet sous incidence oblique. Nous prendrons : $a_0 = 1,5$ mm.

Le problème consiste maintenant à déterminer la valeur du rayon R_1 du wehnelt pour obtenir le foyer au niveau de l'anode.

III - DETERMINATION DE R_1

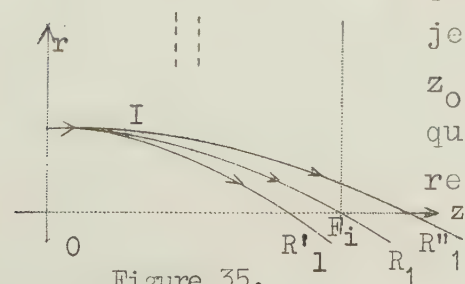
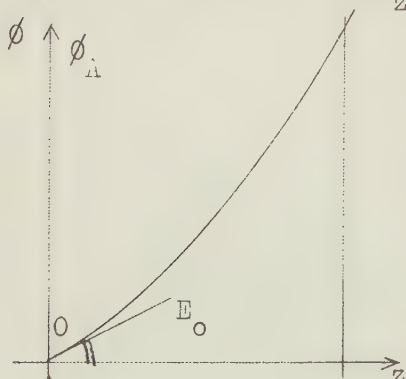
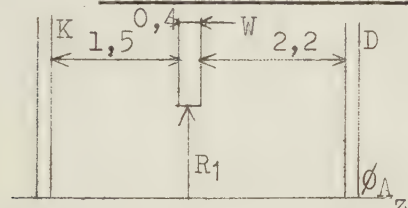


Figure 35.

Nous effectuons cette détermination par des mesures à la cuve rhéographique.

Le trou du diaphragme, de rayon très petit, a une influence négligeable sur les surfaces équipotentielles. Ainsi, nous étudions la répartition du potentiel $\phi(z)$ sur l'axe, avec des modèles comportant deux électrodes externes planes et une électrode centrale percée d'un trou de rayon variable (figure 35). Nous utilisons la méthode d'intégration numérique pour construire une trajectoire du type I. A partir de l'abscisse z_0 la courbe $\phi = f(z)$ est rectiligne ce qui simplifie les calculs. Les trajectoires coupent l'axe optique au foyer image

du système. Pour différentes valeurs de R_1 nous déterminons F_i et nous observons que le cross-over se trouve au niveau de l'anode pour :

$$R_1 = 1,5 \text{ mm}$$

IV - CARACTERISTIQUES DE CET OBJECTIF

Une trajectoire du type I permet de déterminer la distance focale de l'objectif tandis que la distance D de l'écran à la cathode, pour le fonctionnement indiqué, se déduit du tracé d'une trajectoire du type II. Ainsi nous trouvons : $f_i = 6,5 \text{ mm}$ et $D = 600 \text{ mm}$ ce qui correspond à un grandissement linéaire G de 90 environ.

La valeur du champ électrique E_0 se déduit de la courbe $\phi = f(z)$ en prenant la tangente à l'origine (figure 35). Pour une tension d'accélération $\phi_A = 30 \text{ kV}$, le champ E_0 est de $16,5 \text{ kV/cm}$.

Nous pouvons ainsi évaluer le pouvoir séparateur théorique de l'objectif utilisé avec un diaphragme-anode de 20μ de rayon. L'aberration due à la diffraction de l'ordre de $40\text{\AA}$ est négligeable. L'aberration chromatique qui est prépondérante est donnée par :

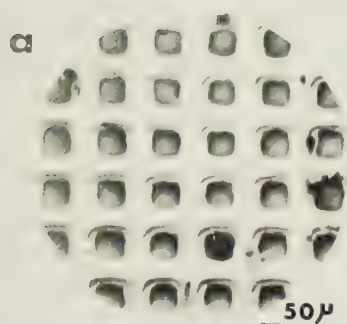
$$\delta_c = 1,2 \frac{\phi_A}{E_0} \left(\frac{r}{f_i} \right)^2 \text{ et a pour valeur } \delta_c = 0,2 \mu. \text{ Ainsi le pouvoir séparateur théorique de l'objectif est : } \delta_{\text{théo}} = 0,2 \mu$$

V - UTILISATION EN MICROSCOPIE ELECTRONIQUE

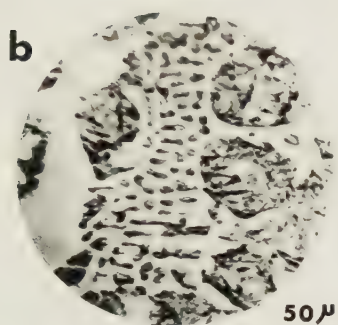
Les échantillons observés au microscope d'essai sont soigneusement polis puis nettoyés ; certains subissent avant examen une légère attaque chimique. Nous constatons que les photographies (planche IV) sont très contrastées et ne présentent aucune aberration importante due à la constitution particulière de l'objectif.

Pour évaluer le pouvoir séparateur pratique de cet objectif, nous avons photographié au microscope électronique (photographie g, planche IV) et au microscope optique (photographie h, planche IV) une même zone d'un échantillon d'aluminium poli électrolytiquement. Nous remarquons sur ces photographies que l'attaque chimique s'est développée aux joints de grains du métal. De plus en émission secondaire, l'attaque ionique renforce le contraste.

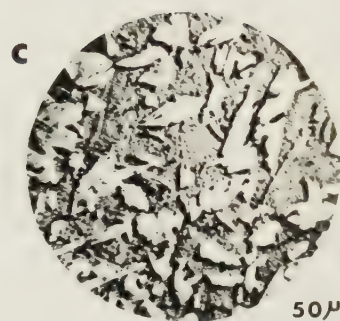
PLANCHE IV



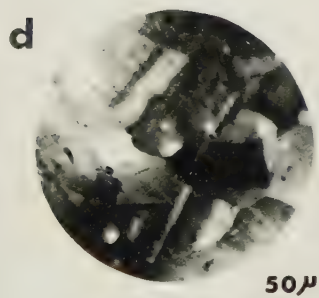
GRILLE Cu IMPRIMEE
SUR AL



FONTE PERLITIQUE



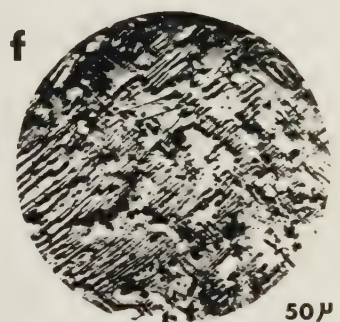
LAITON



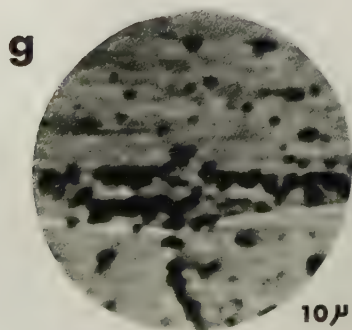
ACIER AUSTENITIQUE



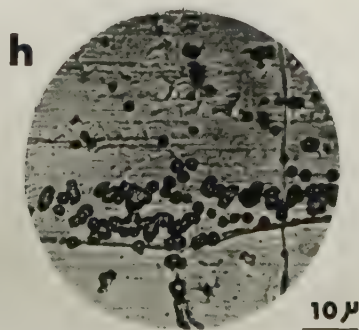
AL 99,99% POLI
ELECTROLYTIQUEMENT



BRONZE



PHOTOGRAPHIE ELECTRONIQUE



PHOTOGRAPHIE OPTIQUE

Les deux photographies g et h (planche IV) présentent quelques différences, mais nous constatons que les pouvoirs séparateurs sont sensiblement analogues et de l'ordre de $0,3 \mu$.

VI - CONCLUSIONS

La réalisation pratique de l'objectif anode-diaphragme est simple et nous avons observé sur les images obtenues que ce système n'apportait pas d'aberrations supplémentaires. D'autre part les imperfections mécaniques sont éliminées, car le centrage des électrodes est toujours réalisable.

Les images obtenues avec un diaphragme de 20μ de rayon sont suffisamment intenses pour permettre l'utilisation éventuelle d'un diaphragme de diamètre encore plus petit, ce qui permettrait d'améliorer la résolution.

CHAPITRE IV

L'OBJECTIF A IMMERSION ELECTROSTATIQUE A QUATRE ELECTRODES

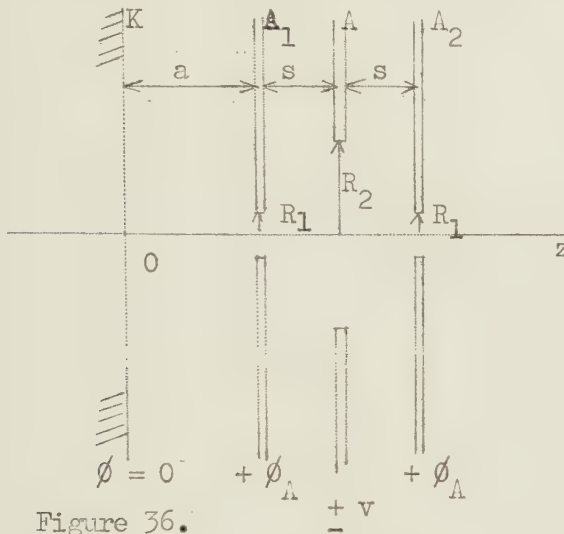
Nous avons vu dans les chapitres précédents que pour améliorer le pouvoir séparateur de l'objectif à immersion on avait intérêt à obtenir un champ électrique E_0 aussi grand que possible sur la cathode. Dans l'objectif à immersion à trois électrodes, ce champ est limité par la présence du wehnelt, et il est toujours inférieur au champ existant entre le wehnelt et l'anode (4). L'objectif à immersion électrostatique à quatre électrodes permet d'obtenir un champ E_0 intense au voisinage de la cathode. Dans ce cas l'aberration chromatique est considérablement diminuée mais nous allons voir que d'autres défauts apparaissent et que certaines conditions doivent être respectées pour obtenir de bonnes images.

Nous ferons, dans la première partie de ce chapitre, une étude théorique des objectifs à quatre électrodes qui précédera l'étude expérimentale d'objectifs particuliers. Nous terminerons en comparant les objectifs à trois électrodes et à quatre électrodes.

PREMIERE PARTIE

ETUDE THEORIQUE DES OBJECTIFS A QUATRE ELECTRODES

La figure 36 schématise un objectif à quatre électrodes. Le système formé par la cathode K et l'anode A_1 , portée au potentiel



ϕ_A constitue l'espace d'accélération. Le rayon R_1 du trou percé dans l'anode A_1 est petit vis à vis de la distance a entre l'anode et la cathode et dans cette région le champ électrique est uniforme et a pour valeur : $E_0 = \frac{\phi_A}{a}$

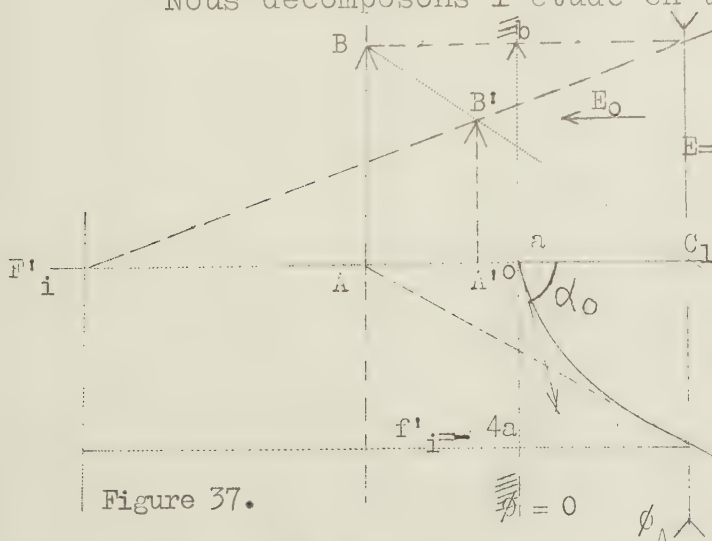
D'autre part le système formé des trois électrodes A_1 , A et A_2 constitue une lentille symétrique convergente. Ainsi dans cet objectif

les fonctions d'accélération et de focalisation sont entièrement séparées ce qui simplifie considérablement l'étude de la lentille.

I - CARACTERISTIQUES DE L'OBJECTIF

1 - Formation de l'image

Nous décomposons l'étude en trois parties en considérant en



premier lieu l'influence du champ électrique E_0 au voisinage de la cathode, puis le rôle de lentille divergente du trou d'anode et ensuite celui de la lentille symétrique convergente.

a - Influence du champ E_0

Une particule émise au point O de la cathode K sous un angle α_0 et avec l'énergie ϕ_0 , semble

provenir d'un point A situé derrière la cathode à une distance :

$$z = -a \left(1 - 2 \sqrt{\frac{\phi_0}{\phi_A} \cos \alpha_0} \right)$$

Mais le potentiel d'accélération φ_A est très grand et $z \approx -a$. Ainsi le champ électrique uniforme dans l'espace cathode-électrode A_1 donne d'un objet ab placé sur la cathode K une image virtuelle AB de grandissement unité, située derrière K à la distance a (figure 57).

b - Influence de la lentille-trou

L'image AB joue le rôle d'objet pour la lentille trou divergente L_1 de centre optique C_1 constituée par l'électrode A_1 . Dans l'étude de L_1 , le champ électrique à la sortie de l'anode A_1 est considéré comme nul et E_0 est la valeur du champ électrique entre la cathode et l'électrode A_1 . La distance focale de la lentille divergente est donnée par :

$$\frac{1}{f'_1} = \frac{1}{40} \int_0^a \frac{dz}{z^2} = \frac{1}{40} \left[\frac{1}{z} \right]_0^a \quad \text{soit} \quad \frac{1}{f'_1} = - \frac{E_0}{4\varphi_A} = - \frac{1}{4a}$$

car $E_0 = \frac{\varphi_A}{a}$ ce qui donne $f'_1 = -4a$

Ainsi la lentille-trou donne de l'objet AB une image $A'B'$ située à la distance $-\frac{4a}{3}$ de A_1 et correspondant à un grandissement $G_1 = 2/3$ (figure 57).

c - Influence de la lentille symétrique

Considérons maintenant la lentille symétrique à trois électrodes. Ce système doit donner de $A'B'$ une image réelle $A''B'' = G_2 A'B'$ située sur l'écran d'observation.

Cet écran se trouvant assez loin de la cathode, $A'B'$ doit être situé dans un plan proche du plan focal objet de la lentille symétrique. Cette lentille a donc une faible convergence et les plans principaux sont confondus avec l'électrode centrale A . Nous pouvons donc assimiler cette lentille à une lentille mince de distance focale $f'' = f''_1 = f''_0$ et de centre optique C_2 .

La construction géométrique de l'image "A"B" est représentée sur la figure 38.

En définitive l'objectif électrostatique à quatre électrodes peut donc être assimilé à un système de deux lentilles L_1 et L_2 dans lequel l'objet serait placé à une distance égale à $-2a$ de L_1 .

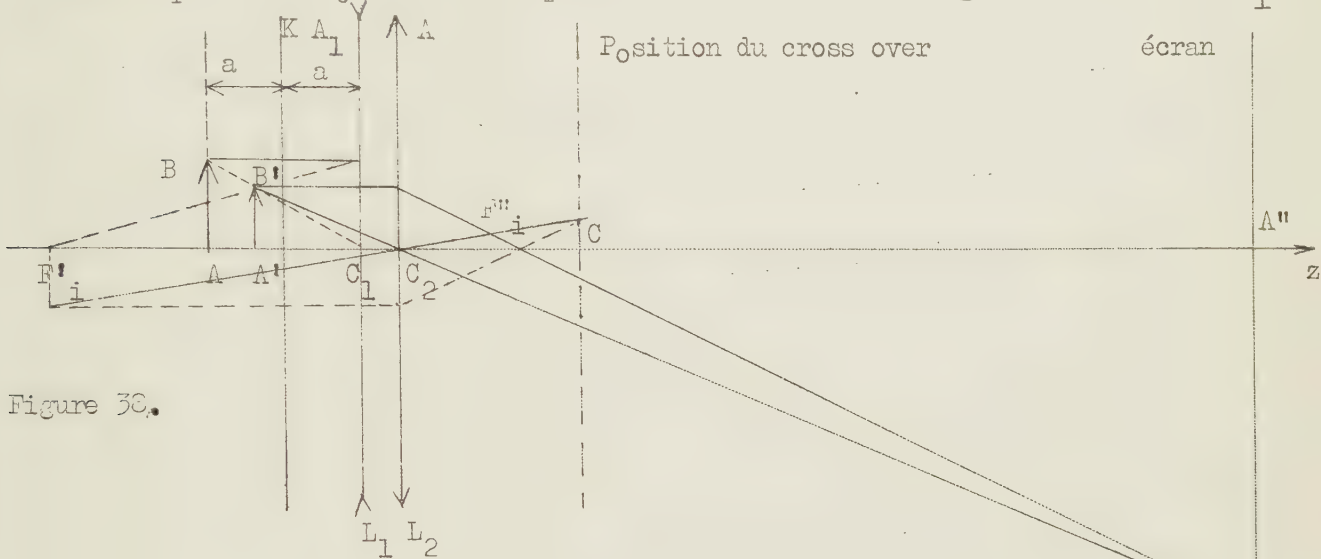


Figure 38.

Le grandissement total du système est égal au produit des deux grandissements : $G' = G_1 \times G_2$.

2 - Position du cross-over

Le cross-over d'une lentille étant situé au voisinage du foyer image de cette lentille, la position du cross-over de l'objectif à quatre électrodes sera donc déterminée par l'image C du foyer image F'_i de la lentille L_1 à travers la lentille L_2 (figure 38).

Si nous désignons par e l'épaisseur des électrodes A_1 , A et A_2 et par s la distance entre ces électrodes nous avons :

$F'_i C_2 = 4a + s + 2 \frac{e}{2} = p_1$. La distance $C_2 C = p'_1$ peut se calculer si nous connaissons $C_2 F''_i = f''$, distance focale de la lentille symétrique L_2 et nous trouvons :

$$p'_1 = \frac{p_1 f''}{p_1 - f''}$$

3 - Grandissement

Soient p' la distance de l'électrode centrale A à l'écran d'observation et p sa distance à l'objet. Nous avons :

$p = \frac{4a}{3} + s + 2 \frac{e}{2}$. Le grandissement total de l'objectif à quatre électrodes est : $G' = G_1 \times G_2 = 2/3 \frac{p'}{p}$ ($G_2 = \frac{p'}{p}$)

II - ABERRATIONS. POUVOIR SEPARATEUR. PROFONDEUR DE CHAMP

1 - Objectif non diaphragmé

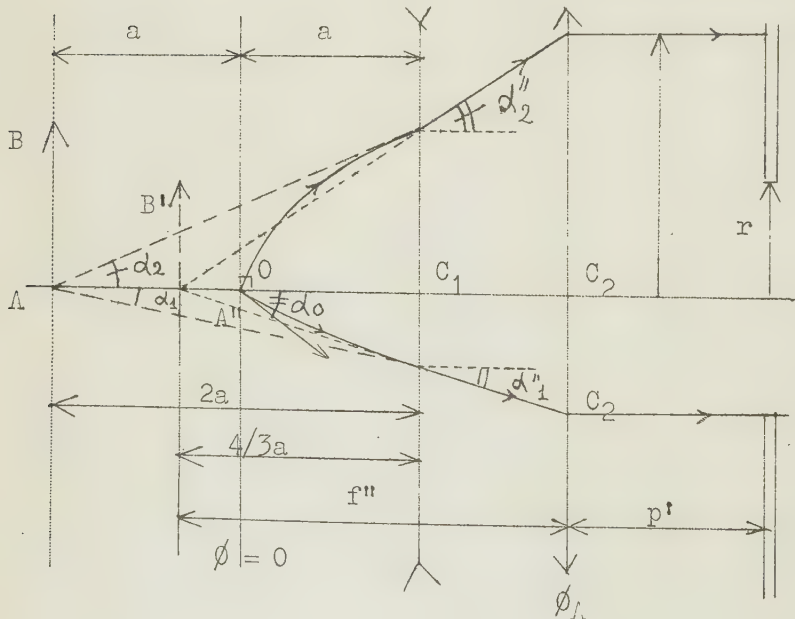
a - Abermentation chromatique

Les particules sont émises par la cathode dans toutes les directions avec des énergies variables. Nous avons calculé dans le chapitre II le terme δ_c représentant l'aberration chromatique de l'objectif.

$$\delta_c = 1,2 \frac{\varphi_0}{E_0}$$

b - Aberrentions d'ouverture

- Calcul de l'ouverture du faisceau à l'entrée de la lentille symétrique



Considérons sur la figure 39 un faisceau d'ouverture $\alpha_0 = \frac{r}{2}$ émis par le point O de la cathode. Après la traversée de la zone de champ électrique uniforme, les trajectoires virtuelles semblent provenir de A et α_2 représente l'ouverture du faisceau à l'entrée de L_1 .

A la sortie de la lentille divergente L_1 , les particules semblent venir du point A' ; soit α''_2 l'ouverture du faisceau à la sortie de L_1 et à l'entrée de L_2 . Nous avons :

$\sin \alpha'_2 = 2/3 \sin \alpha''_2$ et si l'énergie initiale des particules est φ la relation des sinus donne :

$$\sqrt{\varphi_0} \sin \alpha'_0 = \sqrt{\phi_A} \sin \alpha'_2 = \frac{2}{3} \sqrt{\phi_A} \sin \alpha''_2 = \sqrt{\varphi_0} \text{ car } \alpha'_0 = \frac{\pi}{2}$$

L'ouverture α''_2 du faisceau à l'entrée de la lentille symétrique s'exprime donc par :

$$\alpha''_2 \neq \sin \alpha''_2 = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{\varphi_0}{\phi_A}}$$

φ_0 étant de l'ordre de l'électron-volt et ϕ_A de l'ordre de 30 keV, α''_2 est d'environ 10^{-2} rd.

Nous remarquons que la valeur de l'ouverture du faisceau se trouve multipliée par 1,5 du fait de la présence de la lentille divergente L_1 .

- Aberration de sphéricité -

Ce défaut est dû essentiellement à l'aberration sphérique de la lentille symétrique L_2 . Le diamètre du disque d'aberration sphérique, ramené dans le plan objet a pour expression :

$$\delta_s = 2 C_s \alpha''_2^3 \quad \text{ou } C_s \text{ est la constante d'aberration sphérique, caractéristique de la lentille, et } \alpha''_2 \text{ l'ouverture du faisceau à l'entrée de la lentille.}$$

En général la constante d'aberration C_s est importante car la lentille symétrique utilisée est peu convergente.

- Coma -

Un point objet situé à une distance r_0 de l'axe optique donne une série d'images groupées formant une figure ayant l'aspect d'une comète. L'image du centre est l'image de Gauss, les autres images sont formées de cercles, appelés cercles comatiques.

Ce défaut est proportionnel au carré de l'ouverture du faisceau contribuant à la formation de l'image et à la distance r_0 du point objet à l'axe (23).

Nous pouvons donc écrire : $\delta_{co} = M r_0 \alpha''_2^2$

c - Autres défauts

Nous pouvons signaler d'une part le défaut de courbure de champ de valeur $\delta_{ch} \approx k r_0^2$ qui affecte des points éloignés de l'axe. Pratiquement, en ne conservant qu'une petite zone d'échantillon entourant l'axe optique, ce défaut est négligeable.

D'autre part, l'astigmatisme d'ellipticité δ_e est donné par l'expression $\delta_e = \Delta A \alpha''_2$, A étant la différence maximale de longueur des diamètres du trou de l'électrode centrale A .

2 - Objectif diaphragmé

Le point A' , image virtuelle du point O de la cathode, se trouve près du foyer objet de la lentille symétrique L_2 de distance focale f'' (figure 39). Une trajectoire semblant provenir de A' est, à la sortie de L_2 , pratiquement parallèle à l'axe optique. Ainsi un diaphragme de rayon r , placé au cross-over du système, limitera l'ouverture du faisceau à l'entrée de L_2 à la valeur α''_1 telle que :

$$\alpha''_1 = \frac{r}{f''} < \alpha''_2$$

a - Aberration chromatique

Nous avons vu que $\alpha''_2 \neq \frac{3}{2} \sqrt{\frac{\varphi_0}{\phi_A}}$ donc

$$\varphi_0 = \frac{4}{9} \phi_A \alpha''_2^2$$

Lorsque le système est diaphragmé nous devons remplacer la valeur α''_2 de l'ouverture par le terme $\alpha''_1 = \frac{r}{f''}$ et nous avons :

$$\varphi_0 = \frac{4}{9} \phi_A \left(\frac{r}{f''} \right)^2$$

Ainsi l'aberration chromatique δ_c devient :

$$\delta_c = 1,2 \frac{\varphi_0}{E_0} = \frac{4,8}{9} \frac{\phi_A}{E_0} \left(\frac{r}{f''}\right)^2 \quad \text{soit} \quad \delta_c = 0,53 a \left(\frac{r}{f''}\right)^2$$

b - Aberrations d'ouverture

Le diaphragme permet de diminuer considérablement ces défauts.

Ainsi l'aberration de sphéricité s'exprime par :

$$\delta_s = 2 C_s \left(\frac{r}{f''}\right)^3, \text{ la coma par : } \delta_{co} = Ar_0 \left(\frac{r}{f''}\right)^2$$

et l'astigmatisme d'ellipticité par : $\delta_e = \Delta A \frac{r}{f''}$

Par contre le défaut de courbure de champ n'est pratiquement pas modifié.

c - Aberration de diffraction

Le diamètre de la tache de diffraction rapportée au plan objet

$$\text{est donné par : } \delta_D = \frac{1,22 \lambda}{\alpha''_1} = \frac{1,22 \lambda f''}{r}$$

3 - Pouvoir séparateur

a - Objectif non diaphragmé

Déterminons la valeur théorique du pouvoir séparateur sur l'axe de l'objectif. Dans ce cas n'interviennent que l'aberration chromatique δ_c , l'aberration de sphéricité δ_s et l'astigmatisme d'ellipticité δ_e .

Le pouvoir séparateur s'exprime donc par :

$$\delta_1 = \sqrt{\delta_c^2 + \delta_s^2 + \delta_e^2} = \alpha''_2 \sqrt{0,28 a^2 \alpha''_2^2 + 4 C_s^2 \alpha''_2^4 + \Delta A^2}$$

α''_2 étant l'ouverture maximale du faisceau dans l'espace objet.

b - Objectif diaphragmé

Dans ce cas, si l'aberration de diffraction n'est pas négligeable nous avons ;

$$\delta_2 = \sqrt{\left(\frac{r}{f''}\right)^2 \left[0,28 a^2 \left(\frac{r}{f''}\right)^2 + 4 C_s^2 \left(\frac{r}{f''}\right)^4 + A^2 \right] + 1,5^2 \left(\frac{f''}{r}\right)^2}$$

4 - Profondeur de champ

Connaissant la valeur de l'ouverture maximale du faisceau dans l'espace objet nous pouvons calculer la profondeur de champ minimale de l'objectif.

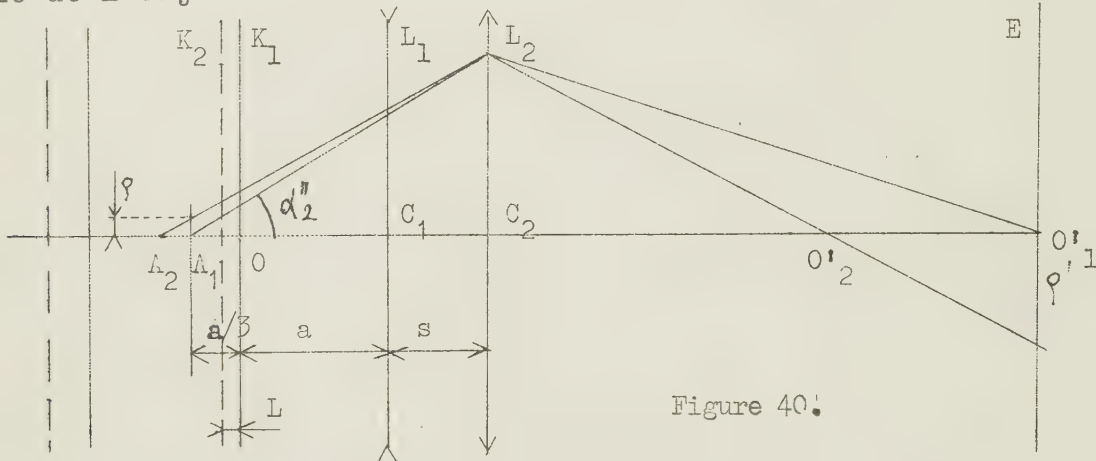


Figure 40.

Considérons la figure 40. La cathode étant en position K_1 , l'image virtuelle de O est en A_1 et l'image réelle donnée par l'objectif se forme sur l'écran en O'_1 . Si nous déplaçons la cathode de la position K_1 à la position K_2 d'une quantité L , l'image virtuelle de O vient en A_2 tel que : $A_2 A_1 = L + L/3 + 4/3 L$, l'image réelle de O se forme en O'_2 et nous observons sur l'écran un cercle de rayon φ' , image d'un cercle de rayon φ situé dans le plan perpendiculaire à l'axe optique et passant par A_1 . L'image de O reste au point tant que φ est inférieur ou égal à $\delta/2$ et la quantité L sera la latitude de mise au point.

Nous avons : $\alpha''_2 = \frac{\delta}{2 A_2 A_1} = \frac{3 \delta}{8 L}$ d'où nous tirons :

$$L = \frac{3 \delta}{8 \alpha''_2}$$

La profondeur de champ est donc :

$$P = \frac{3}{4} \frac{\delta}{\alpha''_2}$$

a - Variation de a

Pour des tensions déterminées, la distance focale de la lentille symétrique L_2 est fixée. La mise au point de l'image se fait par variation de la distance a , ce qui correspond à un déplacement de l'image virtuelle $A'B'$.

b - Variation de v

Lorsque la distance a est fixe, l'image est au point pour une valeur v de la tension de l'électrode A . En effet la distance focale varie avec le potentiel v suivant la relation :

$$\frac{\Delta f''}{f''} = K \frac{\Delta v}{v} \quad (25)$$

Remarquons d'une part que cette deuxième méthode de mise au point n'entraîne pas de modification du champ au voisinage de la cathode et de l'ouverture du faisceau dans l'espace objet. Comme d'autre part sa mise en oeuvre est plus facile, la mise au point sera généralement effectuée par variation de la tension v .

II - ETUDE EXPERIMENTALE

1 - Calcul de l'objectif

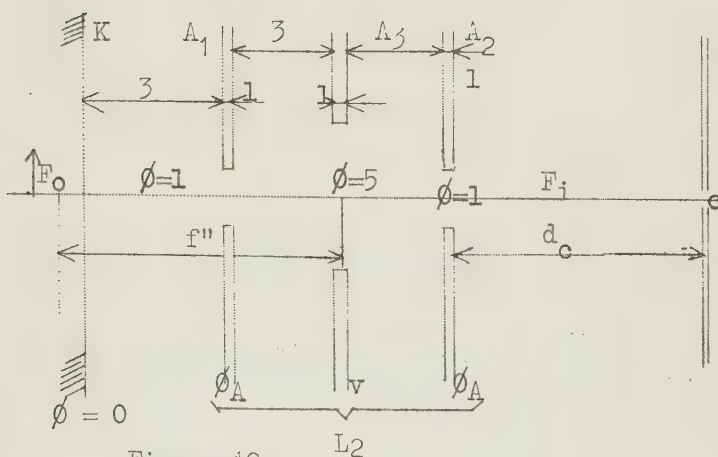


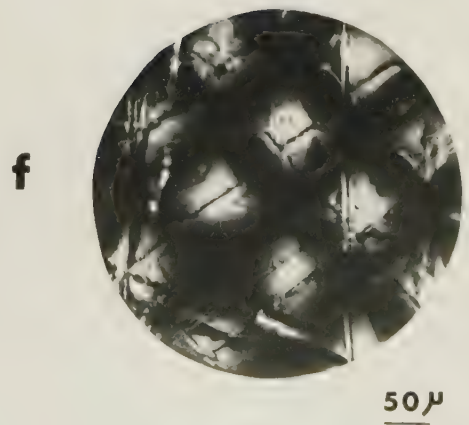
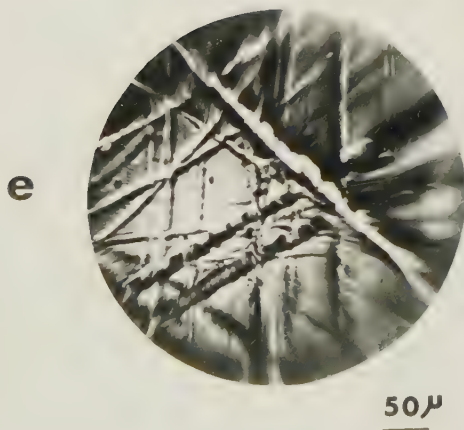
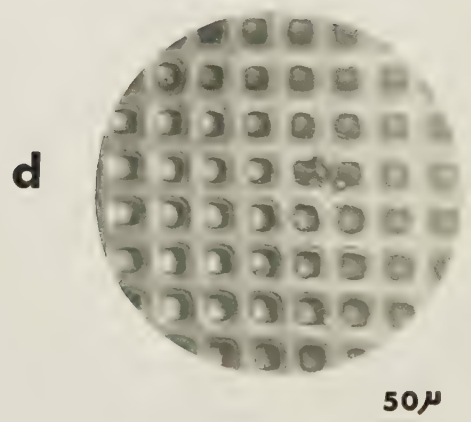
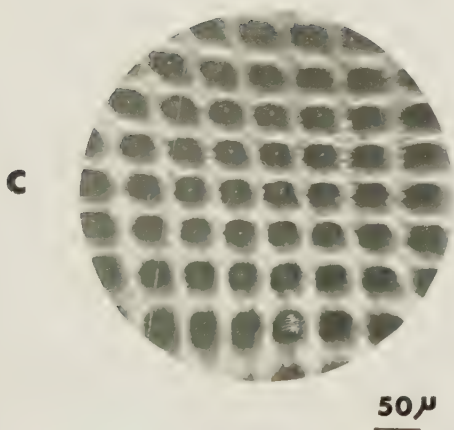
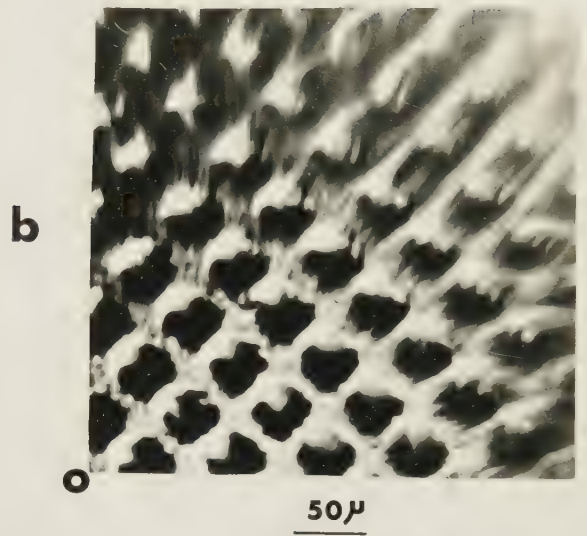
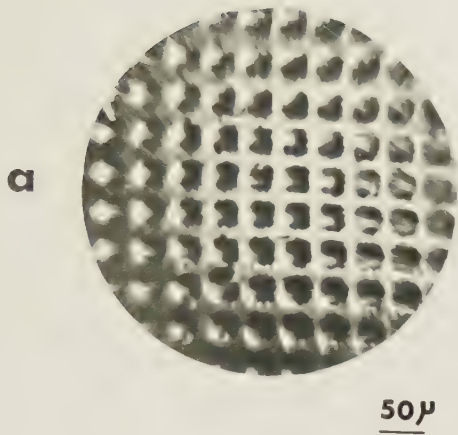
Figure 42.

La figure 42 schématise l'objectif, les cotes sont exprimées en mm. Pour une distance p' de 580 mm, la distance focale de la lentille L_2 est de 8,4 mm et le crossover se trouve à la distance $d_c = 12,5$ mm de l'électrode A_2 . Le grandissement de l'objectif est égal à 46.

2 - Etude de l'objectif non diaphragmé

La photographie a de la planche V représente l'image, obtenue pour une tension ϕ_A de 15 kV, d'une grille de cuivre incrustée dans de l'aluminium.

PLANCHE V



Nous constatons une variation dans la netteté de l'image lorsque l'on s'éloigne de l'axe optique (photographie b, le point 0 représentant l'axe).

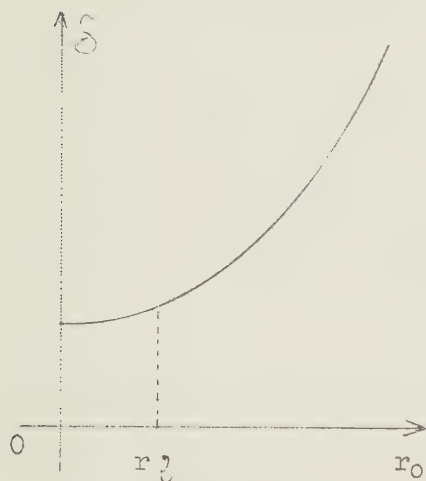


Figure 43.

Ce résultat peut être expliqué en considérant la variation du pouvoir séparateur résultant en fonction de la distance à l'axe r_0 . Parmi les différents défauts étudiés précédemment, seules la coma et la courbure de champ sont fonction de la distance à l'axe. Lorsque les termes correspondant à ces deux aberrations restent inférieurs au défaut principal d'aberration sphérique, la qualité de l'image reste acceptable. Ainsi lorsque la condition précédente est réalisée, ce qui implique que r_0

est inférieur à une valeur limite r_1 , l'image reste nette dans un cercle de rayon r_1 . Au-delà les aberrations de coma et de courbure de champ deviennent prépondérantes et la résolution diminue lorsque l'on s'écarte de l'axe (figure 43).

3 - Pouvoir séparateur

Pour une tension $\phi_A = 15$ kV, une distance $s = 3$ mm et une énergie initiale $\phi_0 = 1,5$ eV nous avons : $E_0 = 50$ kV/cm et

$\alpha''_2 = 1,5 \cdot 10^{-2}$ rd
nous supposons d'autre part que $\Delta A = 10 \mu$.

Les abaques de Lippert et Pohlitz donnent pour la lentille L_2 :

$$C_s = 150 \text{ mm}$$

On peut alors calculer les différentes aberrations :

$$\delta_c = 0,36 \mu \quad \delta_s = 1 \mu \quad \delta_e = 0,15 \mu$$

Le pouvoir séparateur est donc : $\delta_1 = 1,1 \mu$

Il est possible, en fonctionnant avec une tension double ($\phi_A = 30$ kV) et en utilisant une lentille L_2 de plus faible constante C_s , d'atteindre un pouvoir séparateur inférieur à $0,1 \mu$ (5).

4 - Etude de l'objectif diaphragmé

Nous avons utilisé un diaphragme de 60μ de diamètre et dans ce cas le pouvoir séparateur théorique sur l'axe est d'environ $500 \text{ \AA}$. Nous constatons l'amélioration de la résolution au centre de l'image mais la courbure de champ reste importante et nous observons en outre une distorsion de l'image en coussinet (photographie c, planche V).

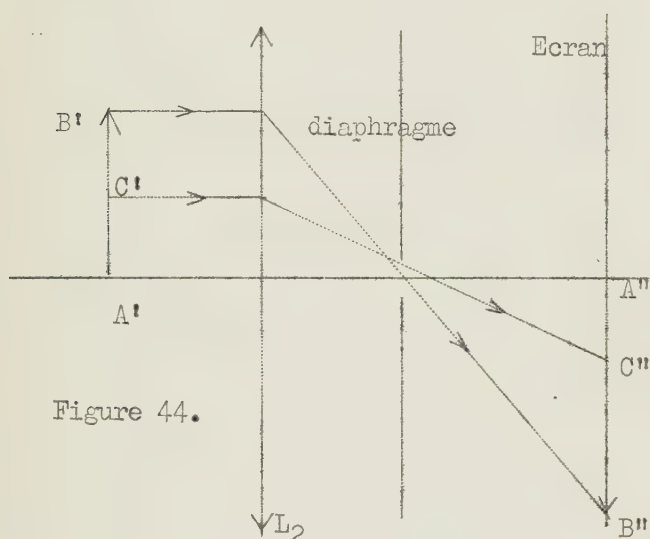


Figure 44.

Ce type de distorsion provient du fait que le diaphragme est placé entre la lentille et l'image finale. En effet, la lentille étant plus convergente sur les bords qu'au centre, le grandissement augmente quand on s'éloigne de l'axe, (figure 44). Pour nous rapprocher de la condition des lentilles sans distorsion : $e = D(12)$, nous avons utilisé une lentille symétrique.

comportant une électrode centrale avec un trou de 3 mm de diamètre. Dans ce cas et pour une distance a de 4 mm nous avons obtenu une image peu déformée comportant un vaste champ de mise au point correcte (photographie d, planche V).

5 - Profondeur de champ

Pour un pouvoir séparateur δ donné, la profondeur de champ est :

- pour un objectif non diaphragmé

$$P_1 = \frac{3}{4} \frac{\delta_1}{\alpha''^2} = \frac{3}{4} \frac{1,1}{1,5} 100 = 55 \mu$$

- pour un objectif comportant un diaphragme de 60μ : $P_2 = 10 \mu$

6 - Influence d'une grille placée sur l'électrode A

Nous avons vu dans la première partie de ce chapitre que la lentille divergente L_1 augmentait l'ouverture du faisceau à l'entrée de L_2 . Dans ces conditions les aberrations peuvent être importantes et nous avons essayé de diminuer cet effet de divergence en plaçant une grille sur l'électrode A_1 . Nous avons choisi une grille de 120μ de pas. Sa transparence T' définie comme le quotient de l'aire des vides par l'aire totale, est de 50%.

La photographie e de la planche V représente l'image d'une surface de laiton rayée, prise avec l'objectif normal non diaphragmé. Avec l'objectif à grille, l'image de la même surface apparaît derrière l'ombre de la grille ; nous constatons une diminution des aberrations d'ouverture (sphéricité et coma), mais les aberrations introduites par la grille sont importantes.

En effet, la grille perturbe le champ électrique sur une largeur égale à six fois environ le rayon des trous (26). Pour diminuer les perturbations causées par la grille, il est nécessaire d'utiliser des grilles de pas assez faible et suffisamment transparentes. Dans ces conditions on peut obtenir de bonnes images avec une luminosité plus grande que lorsqu'on utilise un diaphragme. L'idéal serait d'employer une membrane continue et transparente aux particules utilisées. Il est possible en effet de réaliser des membranes de graphite, de $100 \text{ \AA}$ d'épaisseur environ, dont la transparence aux électrons est assez bonne (27). Dans ces conditions on pourrait avantageusement éliminer la divergence de l'électrode A_1 sans introduire d'aberrations supplémentaires ce qui permet de diviser par 4 le pouvoir séparateur.

TROISIEME PARTIE

COMPARAISON DE L'OBJECTIF A TROIS ELECTRODES ET DE L'OBJECTIF A QUATRE ELECTRODES

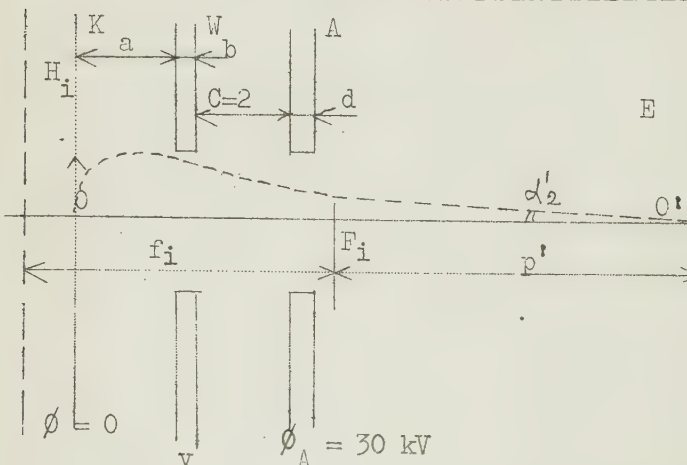
L'étude générale de l'objectif à quatre électrodes est beaucoup plus simple que celle de l'objectif à trois électrodes par suite de la séparation des espaces d'accélération et de focalisation. Pour déterminer avec précision les points cardinaux et les performances d'un objectif à trois électrodes, il est nécessaire de mesurer d'abord à la cuve rhéographique la répartition du potentiel sur l'axe, puis de construire différentes trajectoires. Au contraire un schéma optique simple permet de calculer facilement les différentes caractéristiques de l'objectif à quatre électrodes.

Nous nous proposons de comparer les grandissements, les pouvoirs séparateurs et les profondeurs de champ des deux systèmes optiques.

I - ETUDE DU GRANDISSEMENT

Pour les applications numériques nous choisissons un potentiel d'accélération ϕ_A de 30 kV et une valeur moyenne de l'énergie des particules ϕ_0 de 1 ev.

1 - Objectif à trois électrodes



Considérons l'objectif à trois électrodes représenté sur la figure 45. La convergence maximale est obtenue pour les dimensions et les caractéristiques suivantes (4) :

$$\begin{aligned} a_0 &= 0,2 \text{ mm} & b &= d = 0,3 \text{ mm} \\ c &= 2 \text{ mm} & f_i &= 3 \text{ mm} & v &= 0 \\ E_0 &= 30 \text{ kV/cm} \end{aligned}$$

Si p' est la distance, exprimée en mm, du foyer image à l'écran le grandissement est : $G = \frac{p'}{f_i}$ soit $G = 0,33 p'$

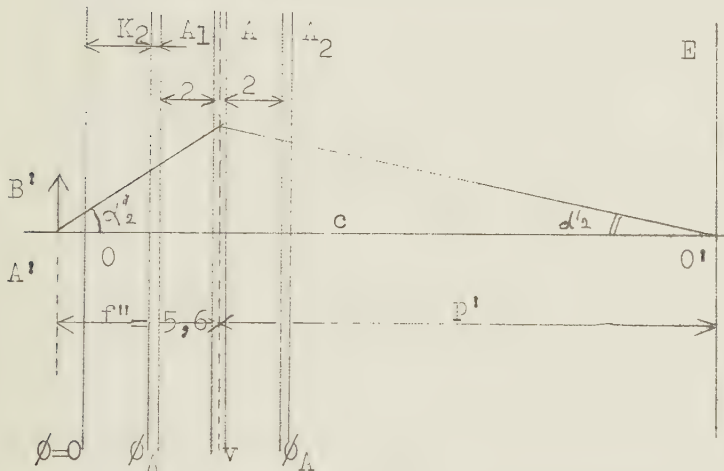
Le foyer image F_i se trouve à l'intérieur de l'objectif et il n'est pas possible d'utiliser un diaphragme sans perturber le champ (chapitre III, 3ème partie).

Les dimensions de l'objectif à trois électrodes le plus convergent et pouvant être diaphragmé sont (28) :

$$a_0 = 0,9 \text{ mm} \quad b = d = 0,3 \text{ mm}, \quad f_i = 5,2 \text{ mm} \quad \text{et } E_0 = 20 \text{ kV/cm}$$

et son grandissement est : $G = \frac{p'}{f_i}$ soit $G = 0,19 p'$

2 - Objectif à quatre électrodes



La figure 46 représente sensiblement l'objectif à quatre électrodes le plus convergent ; sa distance focale est de l'ordre de 5,6 mm. Si p' est la distance de l'électrode A à l'écran, le grandissement du système est :

$$G' = \frac{2}{3} \frac{p'}{f''} \quad \text{soit } G' = 0,12 p'$$

Nous constatons donc que le

grandissement maximal d'un objectif à quatre électrodes est très inférieur à celui d'un objectif à trois électrodes.

II - POUVOIR SEPARATEUR THEORIQUE

Nous allons comparer les pouvoirs séparateurs de l'objectif à quatre électrodes le plus convergent ($f'' = 5,6 \text{ mm}$) et de l'objectif à trois électrodes de même grandissement et de focale f_i , ces deux objectifs n'étant pas diaphragmés.

$$\text{Nous pouvons donc écrire : } G' = G \quad \text{ou} \quad \frac{2}{3} \frac{p'}{f''} = \frac{p'}{f_i}$$

$$\text{soit : } f_i = \frac{3}{2} f'' = 8,4 \text{ mm}$$

1 - Objectif à trois électrodes

L'objectif à trois électrodes de distance focale $f_i = 8,4$ mm possède un champ E_0 de 12 kV/cm (pour $\phi_A = 30$ kV) et son pouvoir séparateur est : $\delta = 1,2 \frac{\phi_0}{E_0}$ soit $\delta = 1\mu$.

2 - Objectif à quatre électrodes

Nous calculons le pouvoir séparateur au voisinage de l'axe. Pour cet objectif nous avons : $E_0 = 150$ kV/cm, $\alpha''_2 = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{\phi_0}{\phi_A}}$ soit $\alpha''_2 = 0,87 \cdot 10^{-2}$ rd, et $C_s \simeq 100$ mm. Ainsi nous trouvons : $\delta_c = 800$ Å, $\delta_s = 1500$ Å et $\delta_e = 870$ Å soit $\delta = 0,19\mu$.

Le pouvoir séparateur de l'objectif à quatre électrodes est donc 5 fois meilleur. Remarquons que, dans les mêmes conditions, le pouvoir séparateur de l'objectif à trois électrodes le plus convergent ($f_i = 3$ mm) est égal à $0,4 \mu$.

3 - Objectifs diaphragmés

Nous pouvons améliorer le pouvoir séparateur de ces objectifs en introduisant un diaphragme au niveau du cross-over, mais la diminution de l'ouverture qui en résulte provoque une diminution de la luminosité de l'image. Pour pouvoir comparer valablement des objectifs diaphragmés il faut que les diaphragmes introduits conduisent à la même diminution de luminosité c'est-à-dire que les ouvertures des faisceaux dans l'espace objet soient les mêmes.

Pour un objectif à trois électrodes, cette ouverture est donnée par $\sin \alpha_0 = \sqrt{\frac{\phi_A}{\phi_0}} \frac{r}{f_i}$ et pour un objectif à quatre électrodes : $\sin \alpha_0 = \sqrt{\frac{\phi_A}{\phi_0}} \frac{2}{3} \frac{r}{f''}$

Donc deux systèmes, de même grandissement ($f_i = 3/2 f''$), diaphragmés par un diaphragme de même rayon r , présentent la même ouverture dans l'espace objet.

En utilisant un diaphragme qui arrête toutes les particules émises sous un angle α_0 supérieur à 30° , les pouvoirs séparateurs des deux objectifs précédents deviennent :

$$\delta = 2500 \text{ \AA} \text{ pour l'objectif à trois électrodes} \\ (f_i = 8,4 \text{ mm})$$

$$\delta = 500 \text{ \AA} \text{ pour l'objectif à quatre électrodes} \\ (f'' = 5,6 \text{ mm})$$

Remarquons que dans les mêmes conditions de fonctionnement (luminosité identique) le pouvoir séparateur de l'objectif à trois électrodes le plus convergent et pouvant être diaphragmé ($f_i = 5,2 \text{ mm}$) est de l'ordre de $1500 \text{ \AA}$.

En conclusion le pouvoir séparateur théorique de l'objectif à trois électrodes est inférieur au pouvoir séparateur de l'objectif à quatre électrodes.

III - ETUDE DE LA PROFONDEUR DE CHAMP

La profondeur de champ de l'objectif diaphragmé à quatre électrodes est environ dix fois plus grande que la profondeur de champ de l'objectif à trois électrodes (chapitre III, première partie).

L'objectif à quatre électrodes présente donc des conditions favorables pour la mise au point d'un objet dont tous les éléments ne sont pas rigoureusement dans un même plan (cas des objets en microfractographie par exemple).

CHAPITRE V

L'OBJECTIF A TROIS ELECTRODES UTILISE EN CONVERTISSEUR D'IMAGE

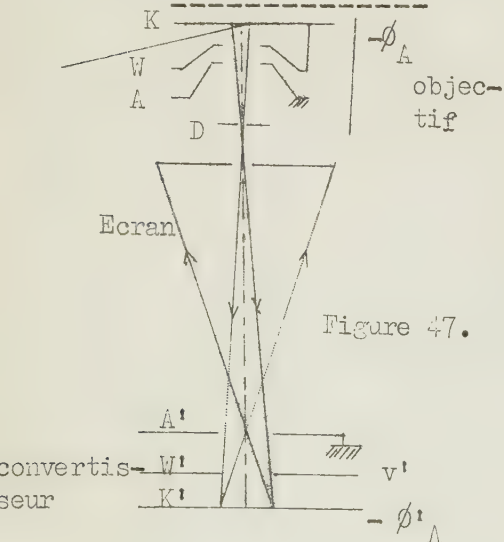
Actuellement nous étudions au laboratoire l'émission secondaire d'ions négatifs d'une cible métallique bombardée par un faisceau d'ions positifs (29). Nous avons déjà indiqué qu'en général on transforme, avant son enregistrement, l'image ionique en une image électro-nique au moyen d'un convertisseur d'image que nous allons étudier maintenant.

I - GENERALITES

1 - Rôle du convertisseur

L'observation des images ioniques est difficile car le rendement des écrans fluorescents est faible pour des courants ioniques peu intenses. Si nous augmentons ce courant, l'image est plus lumineuse mais l'écran se détériore très rapidement. De plus, l'enregistrement photographique d'une image ionique est délicat car les ions sont très rapidement absorbés par la gélatine et il est nécessaire d'utiliser des émulsions spéciales pauvres en gélatine et devant être manipulées avec beaucoup de précautions, (plaques Ilford Q₁ et Q₃). L'emploi d'un convertisseur d'image permet de résoudre ces difficultés.

2 - Fonctionnement



L'objectif à immersion dont l'anode est à la masse et la cathode au potentiel $-\phi_A$ donne une image ionique réelle sur la cathode K' du convertisseur d'image (figure 47). L'anode de ce convertisseur est reliée à la masse, le potentiel de la cathode étant $-\phi'_A$. Les ions émis par l'objet quittent l'objectif avec une énergie ϕ_A et frappent la cathode K' du convertisseur avec une énergie égale à $(\phi_A - \phi'_A)$.

La cathode K' émet alors des électrons secondaires lents qui, accélérés et focalisés par le convertisseur, forment une image électronique sur l'écran fluorescent.

3 - Conditions particulières d'emploi

Le convertisseur d'image est un objectif à immersion particulier qui doit répondre à certaines conditions :

- L'image secondaire électronique ne doit contenir que des indications relatives à l'échantillon examiné. La cathode du convertisseur doit donc être constituée par une surface métallique homogène sans structure.

- Le convertisseur d'image ne doit pas apporter au système d'aberrations supplémentaires importantes. En particulier, cette condition est réalisée lorsque le défaut d'aberration chromatique du convertisseur est inférieur au produit du défaut d'aberration chromatique de l'objectif par le grandissement de cet objectif.

- L'aberration de courbure de champ est importante car le convertisseur forme l'image de points objets éloignés de l'axe. Nous étudierons particulièrement ce défaut et nous proposerons une correction.

II - DIMENSIONS ET CARACTERISTIQUES

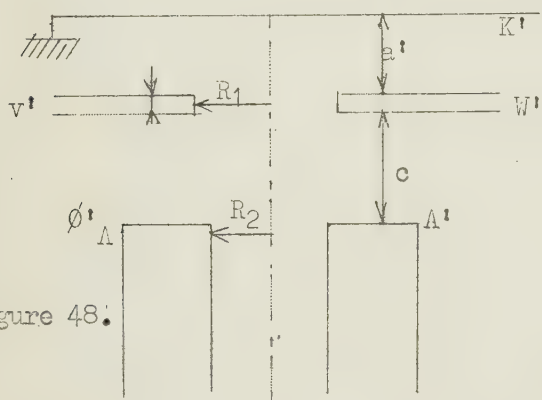
Nous avons utilisé le convertisseur "par reflexion" proposé par MOLLENSTEDT et HUBIG (30). Signalons que ces mêmes auteurs (31) ont également mis au point un convertisseur d'image "par transmission" dont nous ne parlerons pas dans ce travail.

Pour déterminer expérimentalement les caractéristiques du convertisseur d'image réalisé nous utilisons ce convertisseur en objectif à immersion. Dans ces conditions le convertisseur, placé dans le microscope expérimental, est bombardé obliquement

avec des ions positifs, et nous formons sur un écran l'image électronique de la cathode K' . La distance entre le convertisseur et l'écran est alors égale à la distance correspondant au fonctionnement normal de ce dispositif dans le microscope ionique.

1 - Dimensions générales

Nous avons choisi une lentille électrostatique à électrodes planes dont les dimensions sont : $R_1 = 10 \text{ mm}$ $R_2 = 5 \text{ mm}$



$c = 20 \text{ mm}$ $b = 3,5 \text{ mm}$

Pour une polarisation nulle du wehnelt c'est-à-dire pour :

$$\sigma = \frac{v'}{\phi'_A} = 0, \text{ la mise au point s'obtient pour } a'_0 = 7,4 \text{ mm}$$

(figure 48). Les premiers essais montrent une forte aberration

de courbure de champ. Nous remarquons que la zone d'image nette est circulaire et centrée sur l'axe optique ; elle se déplace vers les bords de l'écran lorsque la distance a diminue, les autres paramètres restant fixes.

2 - Courbe de mise au point

Dans l'étude suivante nous considérons que la mise au point de la lentille est correcte quand nous obtenons au centre de l'écran une zone circulaire nette. Pour une position donnée de l'objet, la mise au point de l'image est obtenue en agissant sur la polarisation

σ du wehnelt (σ est en général faiblement négatif). La courbe expérimentale de mise au point $a' = f(\sigma)$, correspondant à des polarisations négatives, est représentée sur la figure 49 page 85 .

3 - Mesure du grandissement et de la distance focale

Une grille porte-objet en cuivre, placée sur la cathode, permet

de déterminer le grandissement du convertisseur.

$$\text{Nous avons } \frac{h_i}{h_o} = \frac{f_o}{p} = \frac{p'}{f_i} = G, \text{ nous trouvons } G = 7,5$$

D étant la distance écran-cathode, nous pouvons déterminer la distance d_c entre la cathode et le foyer image. En effet $D = p' + d_c$

$$\text{soit } d_c = \frac{D}{G + 1} \quad \text{avec } D = 345 \text{ mm} \quad d_c = 40 \text{ mm}$$

La distance focale image est de l'ordre de 40 mm ce qui n'est vrai en toute rigueur que si le plan principal image est confondu avec l'objet. Le grandissement et la distance focale, déterminés expérimentalement pour une polarisation σ nulle, ne varient pratiquement pas en fonctionnement normal. (σ légèrement négatif).

4 - Aberration chromatique

Si ϕ'_A est la tension d'anode du convertisseur, le champ électrique E'_o au voisinage de la cathode a pour valeur dans les conditions normales de fonctionnement :

$$E'_o = 0,05 \phi'_A$$

L'aberration chromatique du convertisseur est donnée par :

$$\delta'_c = 1,2 \cdot \frac{\phi_o}{E'_o} \quad (\text{chapitre II})$$

avec $\phi'_A = 30 \text{ kV}$ et $\phi_o = \text{lév}$, nous obtenons $E'_o = 1500 \text{ V/cm}$

$$\text{soit : } \delta'_c = 8 \mu$$

Dans le microscope ionique nous utilisons l'objectif à immersion à trois électrodes étudié dans la deuxième partie du chapitre II. Cet objectif ayant un grandissement de 25 et un pouvoir séparateur de $0,5 \mu$ dans les meilleures conditions de fonctionnement, l'aberration chromatique du convertisseur d'image est donc négligeable dans le calcul du pouvoir séparateur du microscope ionique.

III - ETUDE DE LA COURBURE DE CHAMP

1 - Généralités

Les photographies c et d de la planche VI représentent l'image d'une grille d'aluminium vaporisée sur une surface de cuivre. La photographie c présente une zone nette centrale, les bords étant flous. La photographie d est obtenue pour une distance a plus petite ; nous remarquons le déplacement de la zone nette du centre vers les bords de l'écran.

Cette aberration, dite de courbure de champ, est due à l'inclinaison des rayons par rapport à l'axe optique et apparaît même pour une faible ouverture si l'objet s'étend loin de l'axe (figure 50). L'image d'une surface plane est une surface courbe tournant sa concavité vers la cathode ; le plan tangent perpendiculaire à l'axe optique constitue le plan image de Gauss. Nous allons montrer que l'utilisation d'une cathode courbe permet, en première approximation, la correction de ce défaut.

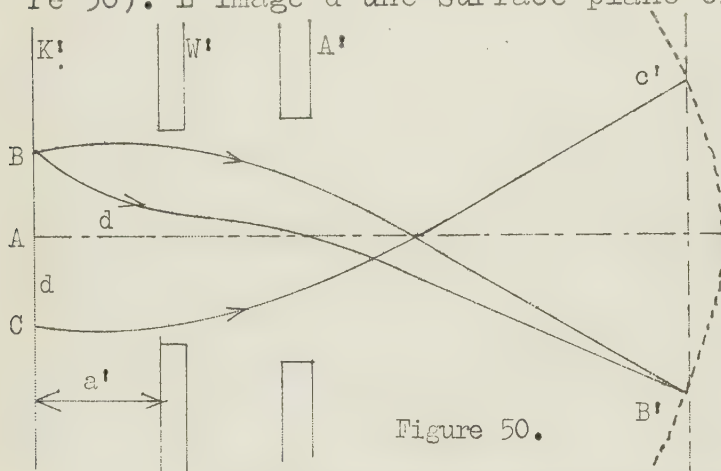


Figure 50.

2 - "Caractéristiques" expérimentales de courbure de champ

La polarisation σ étant fixe, pour chaque valeur de a nous pouvons mesurer le rayon d de la zone circulaire de l'objet qui apparaît nette sur l'écran (figure 50). La courbe $d = f(a)$ est une "caractéristique" de courbure de champ. Cette caractéristique est d'autant plus incurvée que le courbure de champ est plus forte.

En utilisant comme objet une grille de pas connu nous avons tracé trois "caractéristiques" de courbure de champ obtenues pour trois valeurs différentes de la polarisation. Ce réseau est repré-

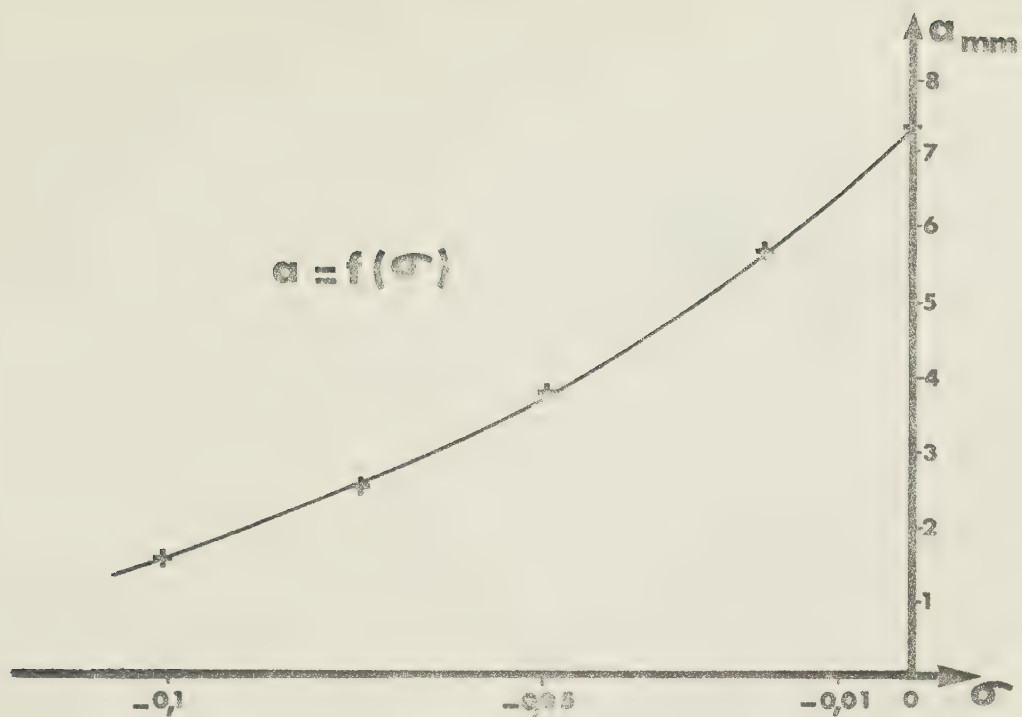


Fig. 49

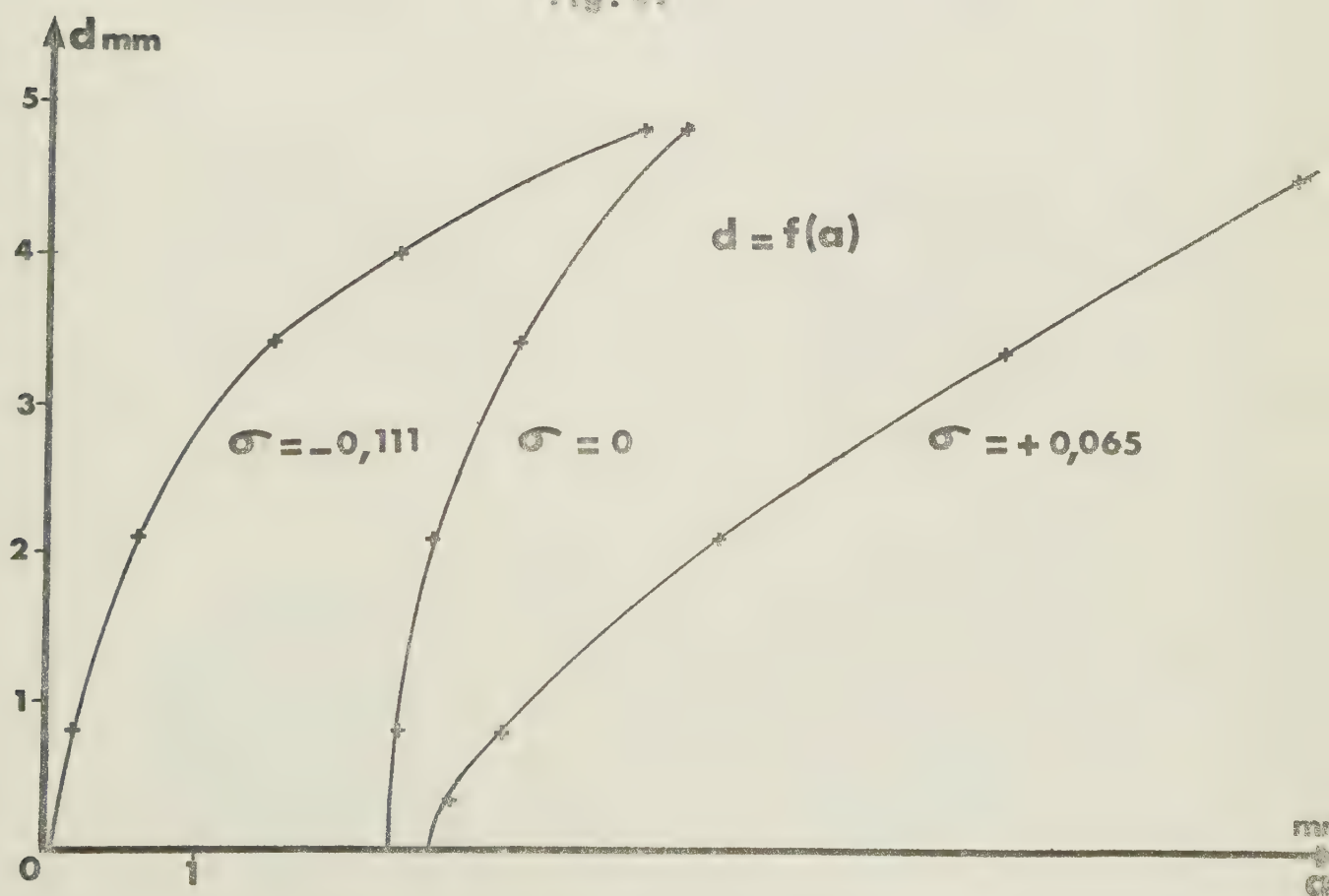
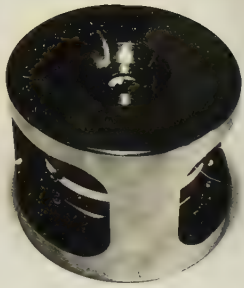


Fig. 51

PLANCHE VI

a



b

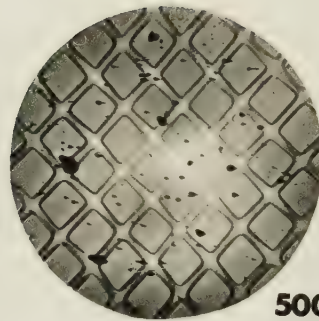


c



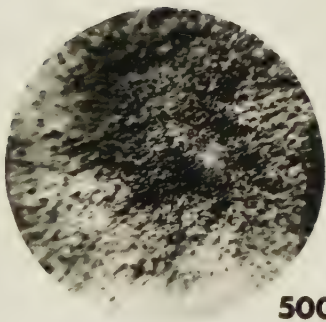
500 μ

d



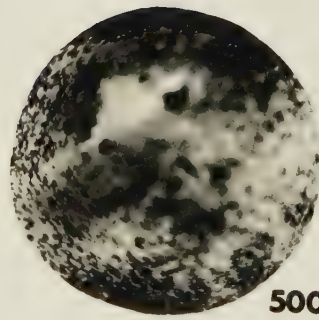
500 μ

e



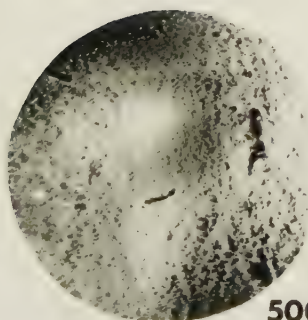
500 μ

f



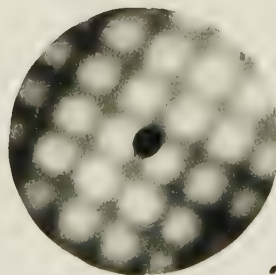
500 μ

g



500 μ

h



20 μ

senté sur la figure 51 et conduit aux remarques suivantes :

- La courbure de champ est minimale pour $\sigma = 0$ et la caractéristique est pratiquement circulaire.

- Elle augmente lorsque $\sigma > 0$ et croit très rapidement pour de fortes valeurs positives de σ .

- Pour de faibles valeurs négatives de σ , la caractéristique garde une forme sensiblement circulaire.

3 - Correction de courbure de champ

La correction de l'aberration de courbure de champ est facile si la polarisation σ est nulle ou faiblement négative car la caractéristique est pratiquement circulaire et on peut mesurer son rayon de courbure. Si la cathode du convertisseur présente une surface sphérique de même rayon, tous les points de cette surface ont leur image dans le plan de Gauss.

Pour le fonctionnement donné du convertisseur, nous trouvons un rayon de courbure égal à 8mm environ (figure 52).

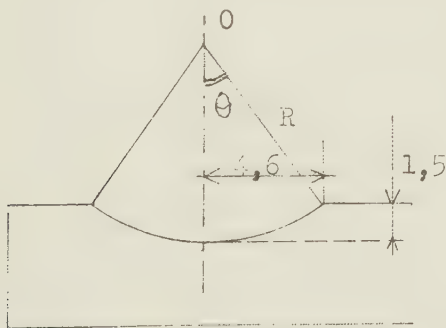


Figure 52.

La réalisation technique de cette cathode est relativement aisée si l'on emploie une fraise à bout sphérique, un polissage au moyen d'une bille d'acier assurant ensuite un parfait état de surface. Les photographies e, f et g de la planche V représentent l'image de grains de tungstène de 20 μ de diamètre environ, répandus sur une surface polie

de laiton. La photographie g a été obtenue après correction de la courbure de champ. L'éclairement n'est pas uniforme du fait du bombardement oblique utilisé pour cette étude.

Enfin, pour illustrer l'utilisation de ce convertisseur, nous donnons l'image électronique d'une grille de pas égal à 25μ obtenue dans le microscope ionique après conversion de l'image ionique due aux ions négatifs H^- émis par l'objet (photographie n, planche V). On remarque au centre de l'image le trou permettant le passage du faisceau primaire (32).

CONCLUSION

Dans un objectif à immersion les particules émises par l'objet ont une dispersion énergétique et angulaire importante. Ces conditions générales imposent une étude particulière de ce système dans lequel la constitution superficielle de l'objet et le champ électrique à son voisinage déterminent la valeur du pouvoir séparateur. Pour améliorer le pouvoir séparateur on peut augmenter le champ électrique E_0 près de la cathode ou diminuer l'ouverture du faisceau formant l'image d'un point objet en interposant un diaphragme au cross-over de l'objectif.

Ces deux conditions appliquées à l'objectif à trois électrodes nous ont conduit à réaliser un objectif "anode-diaphragme" dont le centrage mécanique est particulièrement simple et qui permet d'atteindre, en microscopie à émission secondaire par bombardement ionique, un pouvoir séparateur théorique de 1500 Å en éliminant tous les électrons émis sous des angles supérieurs à 30°.

Nous avons ensuite étudié l'objectif électrostatique à quatre électrodes dans lequel le champ électrique E_0 au voisinage de l'objet peut atteindre la valeur maximale compatible avec l'écartement des électrodes (150 kV/cm). Dans ce cas nous avons montré que l'aberration chromatique est fortement diminuée mais, pour pouvoir bénéficier de cette amélioration il est indispensable que la lentille symétrique à trois électrodes utilisée dans cet objectif n'apporte pas d'aberrations supplémentaires importantes. Avec un tel système nous avons obtenu de bonnes images avec peu de distorsion. Nous montrons ensuite, qu'il est possible d'atteindre avec cet objectif un pouvoir séparateur théorique de 500 Å, tout en conservant une luminosité supérieure à celle obtenue lorsque l'on utilise un objectif à trois électrodes de même grandissement. Ainsi l'objectif électrostatique à quatre électrodes, qui ne permet pas d'obtenir un grandissement aussi élevé que l'objectif à trois

électrodes, a un pouvoir séparateur supérieur dans des conditions de fonctionnement identiques.

L'étude de cet objectif particulier est simple et le calcul théorique de ses différentes caractéristiques et performances ne présente aucune difficulté. De plus, en annulant l'effet de divergence de l'espace d'accélération de cet objectif, on peut augmenter considérablement la qualité des images. Nous avons expérimenté dans ce but un type d'objectif à quatre électrodes dont la deuxième électrode est une grille très fine et de transparence élevée.

Enfin, nous avons étudié un convertisseur d'image utilisable dans un microscope ionique et nous avons corrigé, dans cette lentille particulière, le défaut principal dû à la courbure de champ.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) BRUCHE E. et JOHANNSON H., 1933. Z. Tech. Phys. , 14, 487.
- (2) HUGULNIN E. L. , 1954. Comptes Rendus Ac. Sc. , 239, 404.
- (3) DUKER H. et ILLENBERGER A. , 1963. Tagung der Deut. Gesel.
für Elek. , Zürich.
- (4) SEPTIER A. , 1954. Ann. Radiélec. , 9, 374..
- (5) DUKER H. et ILLENBERGER A. , 1961. Congrès de Philadelphie.
- (6) SIMON R. , 1959. Thèse, Toulouse.
- (7) FERT Ch. et SIMON R. , 1956. Comptes Rendus Ac. Sc. , 243, 1300.
- (8) GRIVET P. et COLL., 1958. Optique Electronique. Bordas éd. T. I-II
- (9) GOUTTE R., 1959. Thèse, Lyon.
- (10) BAYH W. , 1958. Z. für Phys. , 151, 3.
- (11) MOLLENSTEDT G. et KELLER M. , 1956. Radex Rundschau , 4/5, 153.
- (12) MOLLENSTEDT G. , 1954. Optik. 11, 528.
- (13) RECKNAGEL A. , 1941. Z. für Phys. , 117, 689.
1943. Z. für Phys. , 120, 331. .
- (14) BERTEIN F. , 1953. J. Phys. Rad. , 14, 235.
- (15) MALTER L. , 1936. Phys. Rev. , 50, 48.
LEBRUN J. , 1963. Onde Electrique, 439, 1022.
- (16) GAUZIT M. et SEPTIER A. , 1951. B. Micros. Appl. , T. I. N°5.
- (17) BOERSCH H. , 1942. Z. Techn. Phys. , 23, 129.
- (18) MOLLENSTEDT G. et DUKER H. , 1953. Optik, 10, 192.
- (19) ZVORIKIN V.K. , MORTON G.A. , RAMBERG E.G., HILLIER J. et
VANCE A. W. , 1948. Electron Optics and the Electron Microscope.
Wiley ed.

- (20) GANS R. , 1937. Z. Tech. Phys. , 18, 41.
- (21) MAHL H. , 1938. Ann. Phys. , 5 - 31, 425.
- (22) KOCH W. , 1963. Tagung der Deut. Gesel. für Elek. , Zürich.
- (23) DUPOUY G. , 1952. Eléments d'Optique Electronique.
Armand Colin éd.
- (24) LIPPERT W. et POHLIT W. , 1954. Optik. 11, 253.
- (25) MAGNAN C. et COLL. , 1961. Traité de Microscopie Electronique.
Hermann éd.
- (26) BERNARD Y. , 1953. J. Phys. Rad. , 14, 451, 531.
- (27) NUTTING J. et SMITH E. , 1956. J. Appl. Phys. , 7, 214.
- (28) BAS E.B. , 1961. Le Vide, N°96.
- (29) BERNARD R., GUILLAUD C., GOUTTE R. , JAVELAS R. , 1961.
Comptes rendus Ac. Sc. , 253.
- (30) MOLLENSTEDT G. et HUBIG W. , 1958. Optik, 225.
- (31) HUBIG W. , 1958. Optik, 15, 538, 549.
- (32) GOUTTE R. , GUILLAUD C. , JAVELAS R. , MERIAUX J.P. , 1964
Journal de Microscopie, 5.

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Les Progrès récents des techniques de Simulation
Spatiale.

Vu :

Les Membres du Jury,

Professeur R. BERNARD

R. GOUTTE

C. GUILLAUD

L. EYRAUD

Vu et approuvé :

Le Doyen de la Faculté des Sciences

J. BRACONNIER

Vu et accordé le permis d'imprimer :

Lyon, le 2 Décembre 1964

Le Recteur,

Président du Conseil de l'Université,

P. LOUIS

